



**HAL**  
open science

## 基于频移反馈激光器的高精度射频调制激光雷达

Hongzhi Yang

► **To cite this version:**

Hongzhi Yang. 基于频移反馈激光器的高精度射频调制激光雷达. Optics / Photonic. Beijing Institute of Technology, 2019. Chinese. <NNT: >. <tel-02892043>

**HAL Id: tel-02892043**

**<https://hal.science/tel-02892043v1>**

Submitted on 7 Jul 2020

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire HAL, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# 基于频移反馈激光器的高精度射频调制激光雷达

杨宏志

2019年4月

中图分类号：TN958.98

UDC 分类号：621.38

## 基于频移反馈激光器的高精度射频调制激光雷达

作者姓名	<u>杨宏志</u>
学院名称	<u>光电学院</u>
指导教师	<u>赵长明教授</u>
答辩委员会主席	<u>高春清教授</u>
申请学位	<u>工学博士</u>
学科专业	<u>电子科学与技术</u>
学位授予单位	<u>北京理工大学</u>
论文答辩日期	<u>2019年06月</u>

# **High-precision RF-modulated lidar by using a frequency-shifting feedback laser**

Candidate Name: YANG Hongzhi  
School or Department: School of Optics and Photonics  
Faculty Mentor: Prof. Changming Zhao  
Chair, Thesis Committee: Prof. Chunqing Gao  
Degree Applied: Doctor of Engineering  
Major: Electronic Science and Technology  
Degree by: Beijing Institute of Technology  
The Date of Defence: June, 2019

基于频移反馈激光器的高精度射频调制激光雷达

北京理工大学

## 研究成果声明

本人郑重声明：所提交的学位论文是我本人在指导教师的指导下进行的研究工作获得的研究成果。尽我所知，文中除特别标注和致谢的地方外，学位论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得北京理工大学或其它教育机构的学位或证书所使用过的材料。与我一同工作的合作者对此研究工作所做的任何贡献均已在学位论文中作了明确的说明并表示了谢意。

特此申明。

签名：

日期：

## 关于学位论文使用权的说明

本人完全了解北京理工大学有关保管、使用学位论文的规定，其中包括：①学校有权保管、并向有关部门送交学位论文的原件与复印件；②学校可以采用影印、缩印或其它复制手段复制并保存学位论文；③学校可允许学位论文被查阅或借阅；④学校可以学术交流为目的，复制赠送和交换学位论文；⑤学校可以公布学位论文的全部或部分内容（保密学位论文在解密后遵守此规定）。

签 名：

日期：

导师签名：

日期：

## 摘要

射频调制激光雷达是以射频调制激光作为探测载波，对目标进行测距、测速和其他特征探测的一种激光雷达，其以激光作为探测载波，具有激光雷达空间分辨率高的特点，同时又利用拍频产生的微波信号进行探测，具有微波雷达较强的抗大气干扰能力，是一种结合了激光雷达和微波雷达各自优点，又在一定程度上克服二者不足的一种新型激光雷达。本论文通过分析相干双频激光（一种特殊类型的射频调制激光）的拍频特性，提出了基于多测尺相位测距法和拍频多普勒测速法的相干双频激光探测体制，完成了相干双频激光雷达原理样机的搭建，并进行了外场实验验证。通过详细分析相干双频激光雷达的测距、测速原理，我们发现：1）当目标距离接近或者等于整数倍测尺时，容易发生相位跳变而引起距离测量误差；2）低速目标的超低多普勒频移问题（mHz - Hz）。为了改善上述问题，本文通过分析频移反馈环路的时频特性，创新性地提出了基于频移反馈激光的高阶谐波多普勒测速法和复合式脉冲/相位测距法，探索了射频调制激光雷达在目标速度、距离测量等领域的一些新方法，为这种新体制激光雷达的发展应用奠定了一定的技术基础。除此之外，本论文在详细分析频移反馈环路的基础上，进一步研究了强度调制、相位调制频移反馈激光的时频响应，首次发现了基于电光强度调制频移反馈环路的双脉冲激光、时域分数 Talbot 效应以及基于电光相位调制频移反馈环路的光域实时傅里叶变换等。本论文的主要研究内容包括以下几方面：

（1）开展了相干双频激光雷达系统研究。相干双频激光是利用声光移频器构建移频马赫曾德尔干涉仪（MZI），将单频种子激光调制成相干双频激光源。根据非平衡 MZI 相位噪声模型、随机过程理论以及高斯白噪声模型，论文详细分析了激光相位噪声、声光射频噪声对相干双频激光拍频的影响，推导了拍频信号的功率谱密度和相位谱密度。理论和实验结果同时表明，在短光纤延时的 MZI 系统中，射频相位噪声可以直接转换为拍频的相位噪声，是影响拍频噪声的最主要因素。本文通过对相干双频激光雷达系统的工作原理和各组成部分进行深入的分析与研究，搭建起了一套相干双频激光雷达原理样机，并在外场实现了 1.5 km 目标的 8 mm 的测量精度，显著提高了外场测量距离。同时，利用相干双频激光外差干涉产生的射频信号实现了移动目标的速度测量，测量精度优于 0.5 m/s。

(2) 开展了基于频移反馈环路的射频调制激光及其高阶谐波多普勒测速研究。首先, 本论文根据声光频移反馈环路的延时、频移特性建立了延迟自外差干涉理论模型, 数值仿真了激光环路长度、调制频率对于射频波形的影响, 以及放大器增益系数对高阶谐波阶次的影响。其次在实验上, 通过精确控制声光调制频率与频移反馈环路长度的关系, 时域上产生了脉冲、三角波、方波等波形, 频域上观察到了宽谱频率梳。最后根据拍频 Doppler 测速原理, 分别利用  $15^{\text{th}}$  谐波和基带信号对移动目标进行了多普勒频移测量。实验结果表明高阶谐波能有效改善低速目标的极低多普勒频移问题, 显著提高最小可探测速度和速度分辨率。

(3) 开展了基于频移反馈环路的射频调制脉冲激光及其高精度距离测量研究。本人提出了基于脉冲下降沿射频调制的复合式脉冲/相位激光测距技术, 该方法结合了经典的脉冲测距法(利用脉冲上升沿粗略测量)和相位测距法(利用脉冲下降沿的射频信号精确测量)进行距离测量, 有效地提高了脉冲测距的距离分辨率。为了有效地结合时间飞行法和相位测距法, 这要求激光源需同时具有脉冲和射频调制特性。在此背景下, 本人利用声光斩波器构建频移反馈环路, 实现了稳定的脉冲内射频调制。实验上, 通过对比分析复合式脉冲/相位激光测距技术和脉冲测距技术在不同回波功率下的测距分辨率, 证明了复合式脉冲/相位激光测距技术能够有效补偿不同回波功率带来的测量误差, 最终实验上实现了 1.5 km (光纤) 距离的 3 mm 分辨率的高精度激光测距。该复合式脉冲/相位测距方法是对相干双频激光测距技术的有效补充, 同时对于高精度激光测距的发展也提供了一些理论和实验基础。

(4) 开展了频移反馈激光的时频特性研究。本论文在广泛调研常规频移反馈环路的时频特性基础上, 根据不同调制类型的频移反馈环路的延时、移频特性, 创新性地提出了基于频移反馈环路的通用延时自外差干涉理论模型。在此理论模型基础上, 分别从理论和实验上研究了整数 Talbot 条件和分数 Talbot 条件下的强度调制和相位调制频移反馈环路的时频特性, 提出了基于电光强度调制频移反馈环路的双脉冲激光、时域分数 Talbot 效应和基于电光相位调制频移反馈环路的光域实时傅里叶变换特性。

**关键词:** 频移反馈激光; 相干双频激光雷达; 射频调制激光雷达; 时域 Talbot 效应; 双脉冲特性; 光域实时傅里叶变换;



## Abstract

Conventional lasers rely on multiple passes through a gain medium to reinforce a preselected frequency, thereby obtaining near-monochromatic output. For many purposes, such as optical arbitrary waveform generation, it is desirable to have light spread over a broader range of frequencies. One means of fulfilling that objective is to introduce a frequency shifting element into the laser feedback loop such that successive passes of a wavepacket take place with different carrier frequencies. The operation of such a frequency shifting feedback (FSF) laser has been investigated by several research groups [1–46] and it has been used for a number of practical applications, including the ultrahigh repetition rates pulse, optical real-time Fourier transformation, RF-chirped waveform generation. In the early 1970's, the concept of frequency shifted feedback loop incorporating an active medium was introduced for pulsed lasers as a possibility for electronic frequency control. The prediction was that cavity modes were chirped because of the frequency shift introduced during each transit through the cavity. By satisfying a resonant condition between the applied frequency shift and the loop fundamental frequency, it was possible to generate a pulsed output with a repetition rate equal to the modulator frequency. And a theoretical work has shown the possibility of further increasing the repetition rate by adjusting the frequency shift and the loop fundamental frequency as the ratio of two coprimes. Then some scholars provided an experimental demonstration of the idea by injecting a dye FSF cavity with a dye single-mode seed laser: the generation of 6-ps Fourier-transform-limited pulses was demonstrated with repetition rates tunable by steps of 80 MHz between 0.24 GHz and 36.6 GHz, this is, over two orders of magnitude. Finally, french scholar H.Guillet de Chatellus explains this result in depth by providing an extensive description of the fractional Talbot effect in cw-seeded FSF lasers. Then we called the resonant condition as the integer Talbot condition and the fractional resonant condition as the fractional Talbot condition. When the modulating frequency is slightly detuned away from the integer Talbot case, the FSF loop seeded by a single CW laser is demonstrated to generate the RF chirp waveform. Based on these unique properties of the FSF laser, I propose some new methods to enhance the accuracy of the velocity and distance measurement by using the frequency shifting loop. Besides, I also do some researches on

the dual-sidebands frequency-shifting loop (FSL) and find some originally results, such as pulse doublets, optical real-time Fourier transformation and temporal fractional Talbot effect. In the following, I will present these academic researches systematically.

(1) The investigation of the coherent dual-frequency lidar-radar system. We construct a frequency-shift Mach-Zehnder Interferometer (MZI) to generate a fibered dual-frequency laser source and apply it to range measurement. Different from the traditional Mach-Zehnder interferometer in the case of long delay time, we theoretically investigate the beat phase noise under the case that delay length is far shorter than the laser coherent length. The effect of laser phase noise and acousto-optic frequency shifter (AOFS) noise in the beat note phase noise of the dual-frequency laser is theoretically investigated. General expressions are presented for the power spectral density and phase spectral density of the beat note. From the simulations, we find that high AOFS noise introduces a much greater phase jitter into the beat note noise conversion. Based on the theoretical results, an outdoor experiment is conducted to demonstrate the ability of the phase-shift method in the absolute distance measurement and beat note Doppler frequency-shift method in the velocity measurement. By conducting the experiment in the outdoor environment, we finally obtain 8 mm range resolution at a distance of 1.5 km and the velocity resolution is better than 0.5 m/s.

(2) The investigation on the RF up-conversion and waveform generation using a frequency-shifting amplifying fiber loop, application to Doppler velocimetry. RF-modulated laser based on the frequency-shifting amplifying loop has the ability of generating high-order harmonics. Here we focus on a direct application of this source: a velocity measurement with different order harmonics. The emitted wave from the frequency-shifting amplifying loop is directed through a fiber coupler with a splitting ratio of 1:99. The 99% output is connected to a fiber circulator, and the other one (1%) is directly detected by photodetector PD2 (3.5 GHz bandwidth) and used as a monitor signal. The light beam emitted by the circulator is collimated by a 10-cm-diameter lens and transmitted to the moving target. The target moves toward and away from the laser in one cycle at a speed  $v$  adjustable from 0.1 m/s to 0.8 m/s. We find (i) a good linear dependency of the frequency shift versus motor velocity, and (ii) the expected  $n$ -fold

enhancement of the slopes. This measurement confirms that RF up-conversion permits to significantly improve the experimental accuracy at low velocities.

(3) The investigation on a novel hybrid TOF/phase-shift method for absolute distance measurement using a falling-edge RF-modulated pulsed laser. Traditional range-finding techniques often take advantage of two methods: pulsed TOF laser ranging and phase-shift laser ranging. The pulsed TOF laser ranging technique is appropriate for long-distance measurement because of the long unambiguous distance and high peak power. The range resolution, which is determined by the pulse width, is typically on the order of meters. In comparison, phase-shift laser ranging offers good precision but exhibits  $2\pi$  phase ambiguity, making it suitable for measurements of incremental displacement. To address the limited unambiguous distance, two or more measurement rulers are usually used in the phase-shift rangefinder. Therefore, the TOF method has the characteristic of a long unambiguous distance, and the phase-shift method has the characteristic of a high precision. They are thus complementary in terms of the unambiguous distance and accuracy. Combining the characteristics of the long, unambiguous distance of the pulsed TOF method and the accuracy of the phase-shift measurement, a hybrid TOF/phase-shift method may achieve long-distance and high-accuracy absolute distance measurement. Then we investigate a falling-edge RF-modulated pulsed laser by using a frequency-shifted amplifying loop. A single-frequency fiber laser (seed laser) is coupled into a fiber link through coupler 1. The output port of coupler 1 is sent through an amplifier, followed by an acousto-optic (AO) switch back to the input of coupler 2. The second coupler allows us to extract a fraction of the optical field in the pulsed frequency-shifted amplifying loop. The AO switch is used as a frequency shifter and beam chopper. A Yb<sup>3+</sup>-doped fiber amplifier is inserted to compensate for the loss in the loop. The RF modulation within the pulse results from the interference of the frequency-shifted pulse with the seed laser. Then we directly use the falling-edge RF-modulated pulsed laser to measure the object distance. To verify the capability for long-range absolute distance measurement, we make a distance measurement inside the fiber by inserting a 2-km fiber in the receiving port. The experimental results show that the TOF/phase-shift method can compensate for the timing error caused by the TOF method and significantly improve the distance precision. Finally,

we show experimentally that the hybrid TOF/phase-shift method is a promising technique that achieves 3 mm precision in the 1.5 km measurement range (in fiber), corresponding to a relative precision of  $2 \times 10^{-6}$ .

(4) The investigation on the temporal and spectral properties of frequency-shifting loop. Frequency-shifting loops usually rely on the use of an acousto-optic frequency-shifter. While it features high frequency conversion efficiency in the sub-100 MHz range, AOFS have limited efficiency in the GHz range, and offer limited tunability. In this respect, EOM offer much higher modulation frequency and bandwidth. Besides, EOM are compact and easy to integrate with other fibered devices. Thus we propose to investigate an all-fibered frequency-shifted feedback loop when a widely tunable common electro-optic amplitude or phase modulator (EOAM or EOPM) is employed. Instead of the single side-band AO frequency-shift, the EO loop will produce at each round-trip two side-bands with opposite frequency-shifts. The carrier will also circulate together with the multiple frequency-shifted sidebands. In order to predict the time response of the FSL, a general time-delayed interference model is deduced under the cases of the integer Talbot condition and fractional Talbot condition. When the integer Talbot condition is satisfied ( $f_m/f_c = p$ ), the output traces show a periodic pulse. However, different modulators also show some differences. The phase-modulating FSL is demonstrated to achieve the optical real-time Fourier transformation. And the amplitude-modulating FSF loop features double-pulse regime which the interval between the two pulses can be continuously adjusted by changing the static phase retardance and the modulation depth. Besides, when the fractional Talbot condition is satisfied ( $f_m/f_c = p/q$ ), the time response of the amplitude-modulating FSF loop could observe the temporal fractional Talbot effect, that is a periodic pulse with the repetition rate  $qf_s = pf_c$ . Phase-modulating FSF loop features the arbitrary waveform generation due to the destructive interference of higher-order harmonics. Experiments involving the temporal and spectral properties of the amplitude-modulating FSL and the phase-modulating FSL are conducted to demonstrate the above results.

**Key Words:** Frequency-shifted feedback loop; Talbot laser; Frequency-to-time mapping; Dual-frequency laser; lidar-radar detection

## 目录

第 1 章绪论 .....	1
1.1 本论文研究的目的和意义 .....	1
1.2 频移反馈激光研究进展 .....	2
1.3 本论文的主要研究内容 .....	20
第 2 章 基于声光移频的相干双频激光雷达 .....	29
2.1 引言 .....	29
2.2 双频激光源以及噪声分析: .....	30
2.2.1 双频激光源组成 .....	30
2.2.2 拍频信号的噪声模型 .....	31
2.2.3 实验研究 .....	38
2.3 相干双频激光雷达 .....	39
2.3.1 相干双频激光雷达探测原理 .....	39
2.3.2 相干双频激光雷达组成 .....	44
2.3.3 相干双频激光雷达外场探测实验 .....	55
2.4 结论 .....	57
第 3 章 基于声光频移反馈环路的射频调制激光及其谐波多普勒测速 .....	57
3.1 引言 .....	58
3.2 频移反馈环路的组成 .....	58
3.2.1 光纤耦合器传输特性 .....	59
3.2.2 光纤环路特性 .....	60
3.2.3 声光移频特性 .....	63
3.3 频移反馈环路理论分析 .....	65
3.4 频移反馈环路实验 .....	67
3.4.1 任意波形发生 .....	68
3.4.2 射频频率上转换 .....	70
3.4.3 锁模特性 .....	71
3.5 高阶谐波 Doppler 测速 .....	73

3.5.1 拍频多普勒测速原理 .....	73
3.5.2 高阶谐波 Doppler 测速实验 .....	74
3.6 总结 .....	75
第 4 章 基于频移反馈环路的射频调制脉冲激光及其高精度距离测量 .....	76
4.1 引言 .....	76
4.2 基于声光斩波调制的射频调制脉冲激光理论分析 .....	77
4.2.1 理论模型 .....	77
4.2.2 仿真 .....	79
4.3 射频调制脉冲实验结果: .....	81
4.3.1 实验装置 .....	81
4.3.2 实验结果 .....	81
4.4 高精度射频调制脉冲激光测距 .....	85
4.4.1 复合式脉冲/相位测距原理 .....	85
4.4.2 高精度射频调制脉冲激光测距实验: .....	87
4.5 总结 .....	91
第 5 章 频移反馈激光理论模型及其仿真分析 .....	93
5.1 引言 .....	93
5.2 Talbot 效应 .....	93
5.2.1 空间域 Talbot 效应 .....	93
5.2.2 时域 Talbot 效应 .....	96
5.2. 电光调制器的传输特性 .....	96
5.2.1 电光相位调制特性 .....	96
5.2.2 电光强度调制特性 .....	98
5.3 频移反馈激光的通用理论模型及分析 .....	98
5.4 基于电光相位调制的频移反馈激光理论模型 .....	100
5.4.1 整数 Talbot 条件 .....	100
5.4.2 分数 Talbot 条件 .....	104
5.5 基于电光强度调制的频移反馈激光理论模型 .....	107
5.5.1 整数 Talbot 条件 .....	108
5.5.2 分数 Talbot 条件 .....	110

---

5.6 基于声光频率调制的频移反馈激光理论模型 .....	116
5.6.1 整数 Talbot 条件 .....	116
5.6.2 分数 Talbot 条件 .....	118
5.7 本章小结 .....	120
第 6 章 双边带频移反馈激光实验 .....	121
6.1 引言 .....	121
6.2 双边带频移反馈激光实验设计 .....	121
6.2.1 实验方案 .....	121
6.2.2 关键器件 .....	122
6.3 基于电光强度调制的频移反馈激光 .....	125
6.3.1 双脉冲实验 .....	125
6.3.2 射频波形发生 .....	127
6.3.3 无种子激光注入时的双脉冲锁模激光 .....	129
6.3.4 分数 Talbot 激光 .....	130
6.4 基于电光相位调制的频移反馈激光 .....	132
6.5 结论 .....	133
结论 .....	140
参考文献 .....	143

# 第 1 章 绪论

## 1.1 本论文研究的目的和意义

频移反馈激光是在常规的 Fabry-Perot 腔或者环形腔内插入移频器, 使得激光每次通过移频器时光波频率都发生变化, 移频器的引入影响了传统激光的选频模式, 使得频移反馈激光具有了不同于常规激光的时间-频率特性。早在 1970 年, 美国斯坦福大学微波实验室的 William Streifer 和 John R. Whinnery 教授发现, 当激光腔内加入声光移频器时, 输出的连续激光呈现频率啁啾特性。随后, 众多研究学者开始研究频移反馈激光的时频特性, 并证实了其在超高重频脉冲、微波信号的任意波形发生、啁啾光源与宽谱光源产生、射频调制激光雷达、光域实时傅里叶变换(波长-时间映射)等一系列方面有着广泛的应用前景。

按照激光腔的振荡条件, 频移反馈激光可以分为腔内自由振荡频移反馈激光(无种子光注入)和外腔式频移反馈激光(种子激光注入)。从结构上看, 腔内自由振荡频移反馈激光和主动锁模激光近似。主动锁模激光是在激光腔内插入一定频率的调制器, 对光束进行振幅调制或者相位调制, 使得各个模式的振荡激光维持固定的频率间隔和固定的相对相位关系, 以实现脉冲激光的输出。根据现有实验结果, 当调制频率与激光腔长度满足一定条件时, 腔内自由振荡的频移反馈环路能产生稳定的脉冲激光。尽管与锁模激光实验现象类似, 但这种情况下的脉冲特性较为复杂, 涉及到增益介质的动力学特性和光学非线性效应等。而相比自由振荡频移反馈激光, 外腔式频移反馈激光能够在一定程度上避免涉及增益介质的特性, 而把研究重心放在频移反馈腔本身的特性上。本文所研究的频移反馈激光主要是指外腔式频移反馈激光。

外腔式频移反馈激光(如不特指, 下文所说频移反馈激光均属于外腔式)最早是由美国研究学者 F.V. Kowalski<sup>[1-3]</sup> 提出: 将连续 He-Ne 激光注入到无源频移反馈腔内(无源特指腔内没有光学放大器件), 通过调节声光移频量等于整数倍的无源腔基频, 得到了 ns 级的脉冲输出。随后, 众多研究学者开始对频移反馈环路的脉冲特性进行研究, 实验上产生了超短(ps 量级)、超高重频(几十 GHz)的脉冲。在这个过程中, 研究学者发现通过在频移反馈环路中引入光学放大器, 可以补偿激光在腔内的传输损失, 使得种子激光在环路中的频移次数大大增加。在此基础上, 频移反馈激光在射频



任意波形、射频啁啾波形和毫米波产生等微波光子学领域获得了显著成果，显示了其重要的研究价值。微波光子学是近年来兴起的一门研究微波和光学相互作用的交叉学科，其目的是利用现代光子技术的大宽带和低损耗特性解决微波工程领域的瓶颈问题，研究内容主要包括微波信号的光子产生、处理、传输和控制。频移反馈激光在微波信号的光子产生方面得到了广泛的研究。相比其他微波的光学产生方式，频移反馈激光具有结构简单、效率高、稳定性强等优点。

除此之外，以频移反馈激光作为激光源的射频调制激光雷达也得到了广泛研究。射频调制激光雷达(包括相干双频激光雷达)是以激光作为载波，射频作为探测信号，通过探测目标散射的回波，得到目标的距离、速度以及空间位置等信息的一种雷达系统。相比于微波雷达，激光雷达载波的波长短、频率高，可以实现高的空间分辨率；相比于普通激光雷达，其信息的提取来自于射频信号，具有微波雷达较强的抗大气干扰能力。因此可以说，射频调制激光雷达是结合了激光雷达和微波雷达各自优点的一种新体制激光雷达。不过，射频调制激光雷达也面临着一些难题，如拍频信号的相位锁定问题(即降噪问题)，低速目标的超低多普勒移频(mHz-Hz 范围)解算问题等。而外腔式频移反馈激光因其高频调制、宽带频率啁啾、频率梳特性等为解决上述问题提供了一种可行的方案，得到了广泛的研究。

频移反馈腔兼具激光腔的选频特性和环路频移特性，使其具有了不同于常规激光的时间-频率特性，在微波光子学和射频调制激光雷达领域有着显著的应用前景。本论文希望通过对频移反馈腔的研究，探索射频调制激光雷达在目标速度、距离测量等领域的新方法，为这种新体制激光雷达的发展应用奠定一定技术基础；同时也希望为射频任意波形发生，光域实时傅里叶变换，高重频脉冲的产生提供一种可借鉴的方式。

## 1.2 频移反馈激光研究进展

根据频移反馈激光的研究内容，将从以下几方面展开：1) 超短、超高重频脉冲激光；2) 频率啁啾激光；3) 光域实时傅里叶变换；4) 光学任意波形发生、毫米波产生等；5) 射频调制激光及其在激光雷达的应用。其中，美国研究学者 F.V. Kowalski 和法国研究学者 H.Guillet de Chatellus 是贡献较大的两位学者，他们对频移反馈激光进行了长期、深入的研究，获得了许多成果。

### (1) 超短、超高重频脉冲

1987年, 美国研究学者 F.V. Kowalski 最先研究了单频连续 He-Ne 激光注入无源频移反馈环路时的脉冲输出特性, 如图 1.1 (a) 所示。单频种子激光经反射镜 M1 和 M2 后注入到频移反馈环路中, 环路由 M3-M6 四个反射镜和声光移频器组成 (8 字型环路)。种子激光不断的在 M3-M4-M5-M6-AOM-M3...之间循环, 且每次通过声光移频器时激光频率将增加或减少声光频移量  $f_s$ 。实验设定  $f_s = 80$  MHz, 通过调节四个反射镜的相对位置, 使得环路基频 (即纵模间隔, 环路基频  $f_c = c/L$ ,  $c$  为光速,  $L$  环路长度) 等于声光移频量,  $f_s = f_c$ 。实验上观察到了重频 80 MHz, 脉宽 2 ns 的输出脉冲, 如图 1.1 (b) 所示。

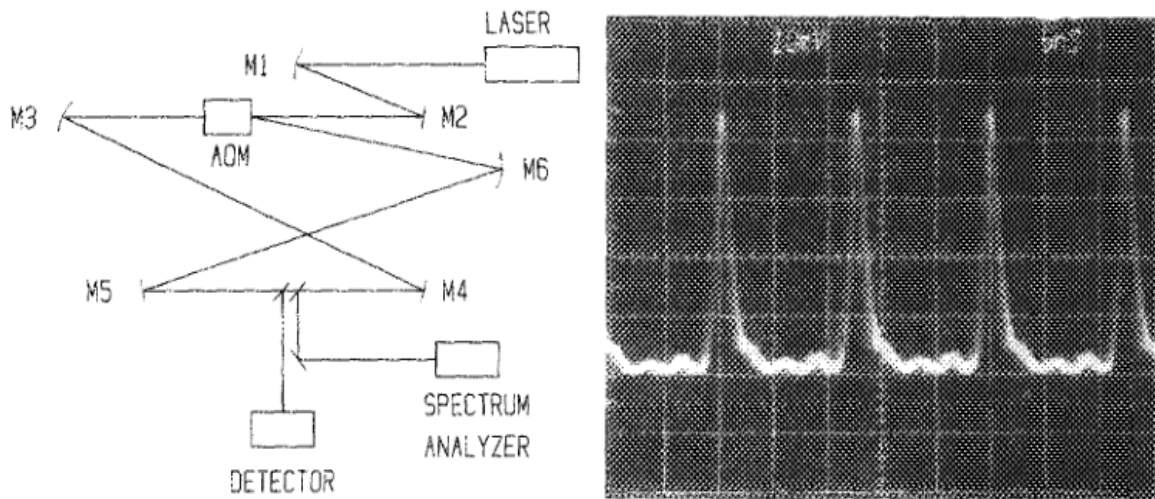


图 1.1 (a) 无源频移反馈环路结构; (b) 示波器输出脉冲截图

随后, F.V. Kowalski 等人深入研究了单频连续激光注入时的频移反馈激光理论模型, 并根据理论模型推测当环路内的频移量与环路基频满足  $f_s/f_c = p/q$  ( $p, q$  分别为互质整数) 时, 能输出重复频率为  $qf_s$  的脉冲激光。1993 年, 南安普敦大学的 M.W. Phillips 等人在频移反馈腔内加入了增益介质 Nd: YLF, 用来补偿种子激光在环路中传输的损耗, 提高种子激光在环路中的频移次数, 实验结构如图 1.2 所示。波长为 1047 nm 的单频连续种子激光 (假设光频率为  $f_0$ ) 通过 M3 注入到频移反馈腔中, 经过声光移频器后产生 +1 级衍射光 (光频率为  $f_0 + f_s$ ,  $f_s$  为声光移频量) 并经全反镜反射, 再次通过声光移频器, 两次移频后 (光频率为  $f_0 + 2f_s$ ) 的种子激光经 M3 和 M2 反射进入增益介质 Nd: YLF 中进行放大, 补偿环路中的损耗, 增益介质末端镀膜有 1047 nm 全反, 802 nm 增透的反射膜 M1, 放大后的种子激光经透镜 M2, M3 反射再次通过声光移频器, 反复上述过程。声光移频器的非衍射光输出接光电探测器和光谱

仪，用来观察输出频移反馈激光的时频域特性。声光移频器的中心频率 $f_s = 80 \text{ MHz}$ ，由于激光在腔内传输一周时两次通过声光移频器，实际上引起的频移量为 $2f_s = 160 \text{ MHz}$ 。通过调节反射镜，使得声光移频量等与激光腔基频的两倍，即 $f_s/f_c = 2$ 。实验上观察到了输出光谱宽度为 $140 \text{ GHz}$ 和接近傅里叶转换极限的 $31 \text{ ps}$ 超短脉冲。

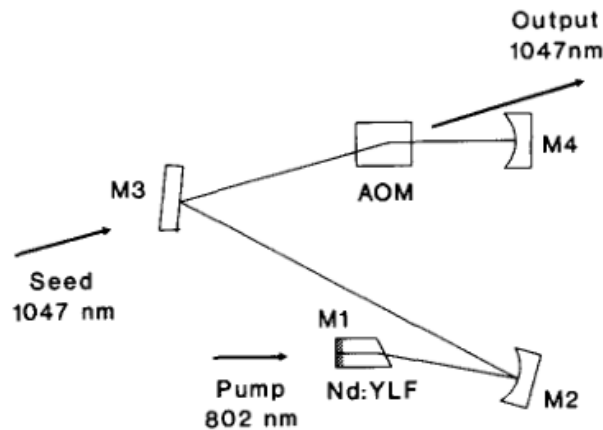


图 1.2 种子注入的频移反馈腔，激光腔内有 Nd:YLF 增益介质

2004 年，乌克兰国家科学院物理研究所的 Yatsenko 等人综合之前的研究成果，较为系统、全面的研究了频移反馈激光的时频特性，包括脉冲特性、频率啁啾特性等，并针对其特性建立了频移反馈激光的理论模型，详细分析了脉冲以及频率啁啾产生的原因。该脉冲理论模型既包括了复杂的增益介质特性、频移反馈腔的移频、选频特性，也充分考虑了环路增益和损耗参数对输出脉冲的影响。最终通过数值仿真进一步证实了当环路的移频量与环路基频满足 $f_s/f_c = p/q$ 时，可以产生重复频率为 $qf_s$ 的脉冲激光，仿真结果如图 1.3 所示。

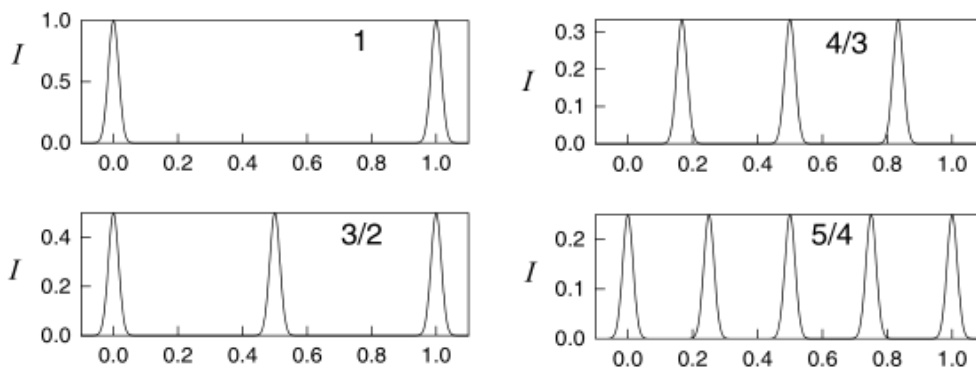


图 1.3 频移反馈环路的脉冲特性： $f_s/f_c$ 分别为1, 3/2, 4/3, 5/4

2013 年，法国研究学者 H.Guillet de Chatellus 在之前的实验和理论基础之上，通过

优化实验结构将脉冲的重复频率提高至37 GHz，其实验结构如图 1.4 (a) 所示。单模激光 (SM laser) 通过声光 0 级衍射位置注入到频移反馈环路中，种子激光输出功率为30 mW，波长为580 nm。声光移频量为40 MHz，由于两次通过声光移频器，因此种子激光传输一周引起的频移为80 MHz。输出耦合器 TS1 用于控制频移反馈激光的输出，为了连续调节频移反馈环路的长度，TS1 安装在电动位移台上以控制环路的长度。通过调节环路长度，实现了环路基频从240 MHz到280 MHz之间的连续可调。同时，为了抑制环路中增益介质的自发辐射引起的自激震荡 (自振荡频移反馈腔)，调节种子激光的工作频率位于偏离自发辐射中心频率约 100 GHz 处，如图 1.4 (b) 所示。

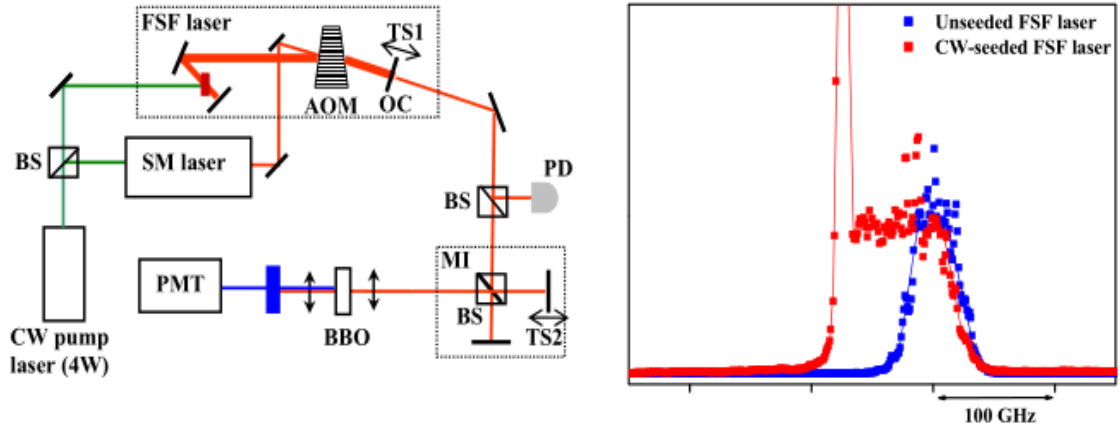


图 1.4 (a) 频移反馈激光实验装置；(b) 自发辐射和种子注入的频移反馈激光光谱

图 1.5 所示为输出的频移反馈激光频谱图。第一行的两图为自由振荡频移反馈激光的拍频功率谱；第二和第三行为单频种子激光注入时不同激光腔基频所产生的拍频功率谱。实验上分别调节环路长度 (TS1 的位置)，使得调制频率  $f_s$  与环路基频  $f_c$  满足  $p/q = 1/3, 2/7, 4/13, 8/25$ ，从图中可以看出激光频差为  $qf_s$  的激光波长相干相长，明显高于其他频率，从时域上观察就表现为重复频率为  $qf_s$  的激光脉冲。最终，通过优化结构实现了光谱宽度 150 GHz 以及对应 6 ps 的傅里叶转换极限脉冲。实验上得到了从 0.24 GHz 到 37 GHz 的连续重复频率可调脉冲。该实验直接证明了：当调制频率和激光基频满足  $f_s/f_c = p/q$  时，可产生重复频率为  $qf_s$  脉冲激光。即通过合理设置环路腔长和调制频率的关系，可以实现低频射频信号产生超高重频脉冲，这为高重频脉冲的产生提供了一种简单、高效的方法。

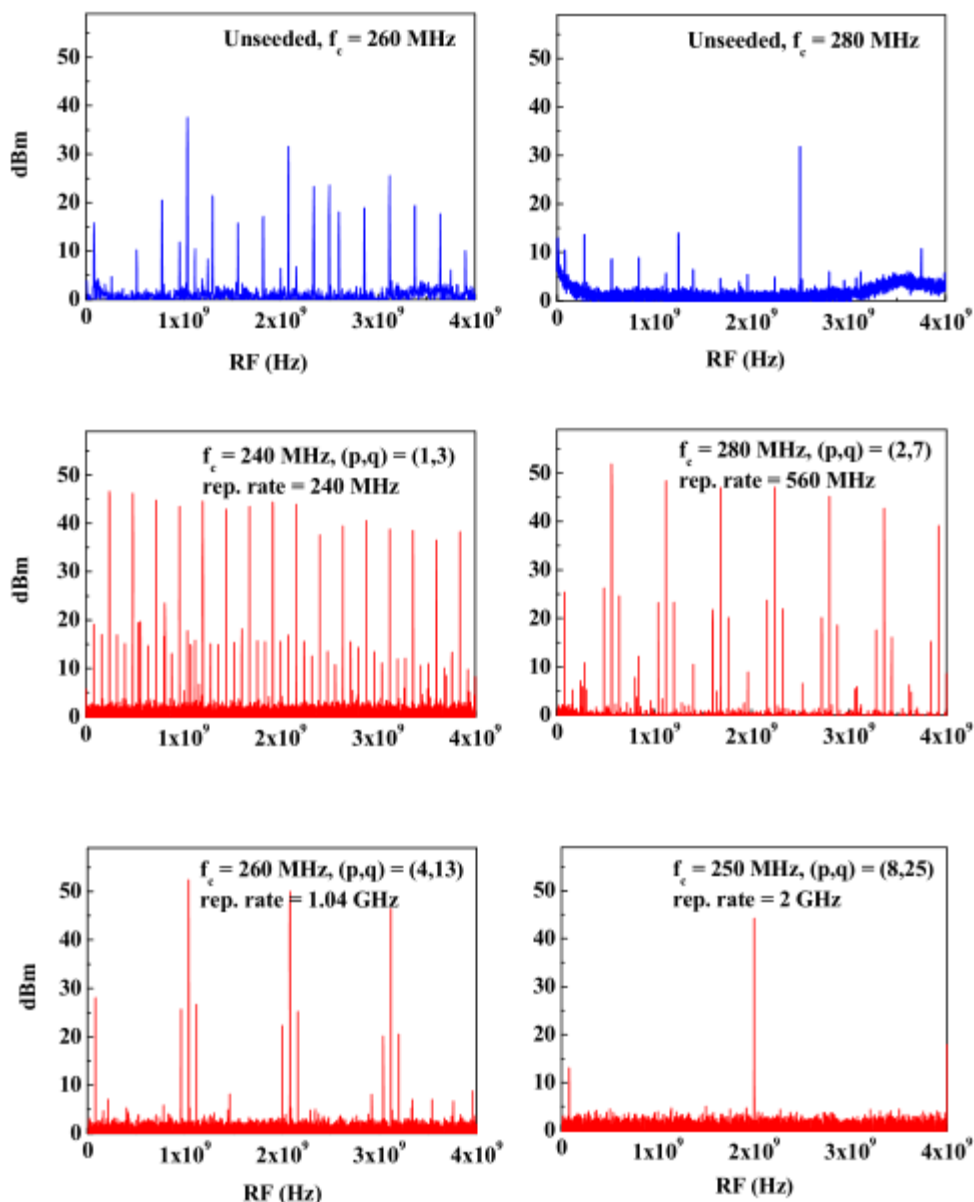


图 1.5 频移反馈激光输出拍频的功率谱：蓝色为无种子激光注入时的自由振荡光谱；红色分别为  $(p, q) = (1,3), (2,7), (4,13), (8,25)$  时的输出激光功率谱密度

同年，H.Guillet de Chatellus 根据频移反馈激光的理论模型，进一步推导了分数谐振条件  $f_s/f_c = p/q$  下的频移反馈激光理论模型，发现其各阶次谐波的相位因子和激光在环路中的频移次数呈二次方关系，与时域分数 Talbot 效应相吻合，并在此基础上提出了分数谐振条件下的频移反馈激光是一种泰伯激光 (Talbot Laser)。Talbot 效应最初是指一种自成像效应，具体为当单色平面波照射到周期性光栅时，从光栅后的某些特定距离可以观察到周期性的光栅自成像。随后，时域 Talbot 效应也随之产生，其通常是指周期性脉冲序列在经历了一定长度的色散介质后会重复之前脉冲序列的形

式。目前，时域Talbot 效应的一个主要应用方向是实现脉冲重频的倍频。基于频移反馈环路的Talbot激光如图 1.6 所示，其中图 1.6 (a) 为频移反馈激光的原理图，图 1.6 (b) 为理论光谱图。

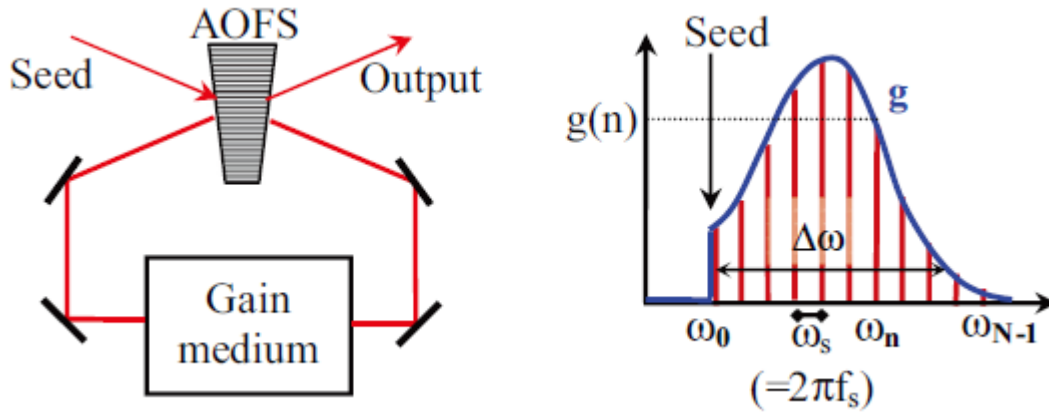


图 1.6 (a) 单频连续激光注入的频移反馈激光模型：AOFS 为声光移频器；(b) 频移反馈激光的输出光谱： $\omega_0$  为种子激光频率， $\omega_s$  为声光移频量； $\Delta\omega$  为光谱宽度； $g$  为光谱包络

## (2) 频率啁啾激光

频移反馈激光由于在谐振腔内引入了频移，使得激光每次经过移频器后频率都发生改变，这破坏了传统激光的选频模式，使其具有了独特的时频域特性。根据前文所述，谐振条件下输出的频移反馈环激光为超短、超高重频脉冲。但当调制频率与环路基频不满足谐振条件时，此时的频移反馈激光则表现为宽带连续激光输出。由于输出的宽带激光没有固定的纵模，因此称之为无模激光 (Modeless Laser)。最早研究该现象的是美国斯坦福大学的 William Streifer 和 John R. Whinnery。1988 年，美国研究学者 F.V. Kowalski 对该现象进行了详细、深入的研究，实验装置如图 1.7 (a) 所示：染料增益介质 R6G 放置于环路中形成了自由振荡的频移反馈腔。通过调节声光移频量和环路长度，使得两者不满足谐振条件，实验中观察到了 0.75 nm 的连续宽带激光输出，实验结果如图 1.7 (b) 所示。随后，Ian C.M. Littler 等人进一步地研究了在激光腔失谐情况下的宽带光谱输出特性，并从理论和实验两方面分析了光谱特性。

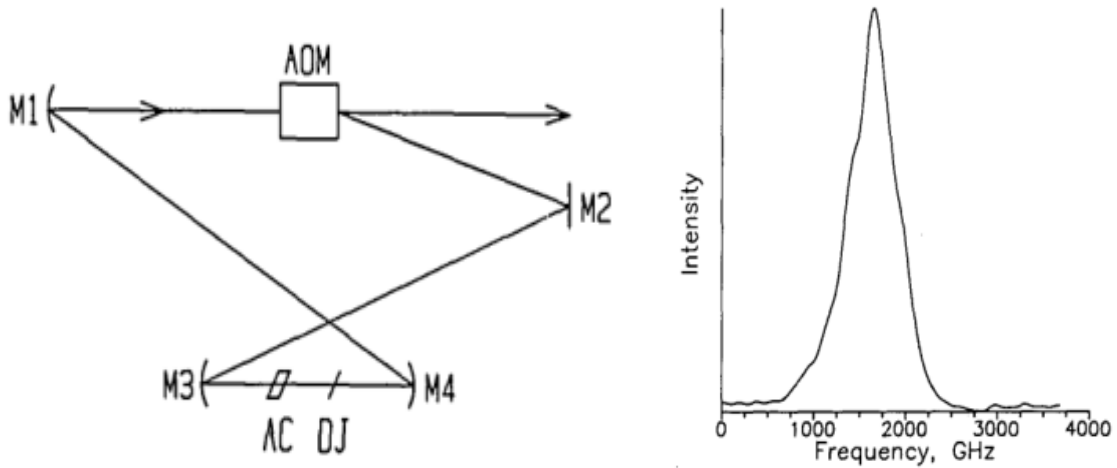


图 1.7 (a) 基于频移反馈激光的宽带连续激光，其中 AOM 为声光移频器，DJ 为增益介质 R6G；M1-M4 为反射镜 (b) 频移反馈激光输出连续光谱，光谱宽度约为 0.75 nm

随后，包括 F.V. Kowalski 在内的众多学者开始研究频移反馈激光的宽带光谱特性，并发现其具有光频啁啾特性。1993 年，Ian C.M. Littler 等人利用两个声光移频器（分别为激光频率上转换和下转换）的移频频差，实现了腔内 200 kHz 到 8 MHz 的连续移频，实验结构如图 1.8 所示。由于没有种子激光注入，该结构也是自由振荡的频移反馈激光，且环路的基频频率为 188 MHz，远大于声光移频频率。两个声光移频器的衍射效率分别为 87% 和 93%。在环路中插入两个标准具来控制环路振荡的光谱宽度，其自由光谱范围分别为 200 GHz 和 100 GHz。当调节声光移频器使得有效频移为 200 kHz 时，输出激光光谱宽度达到 1.5 GHz。图 1.9 (a) 和 (b) 分别为频移反馈激光经非扫描 FP 后的时域分布和经扫描 FP 后输出的激光强度与扫描频率之间的关系。通过理论分析发现，激光的啁啾速率等于  $dv/dt = v_{FS}/\tau_{RT}$ ，其中  $v_{FS}$  表示环路中的有效频移量， $\tau_{RT}$  为激光在环路中传输一周的时间（等于环路基频的倒数）。图 1.9 (c) - (e) 分别为环路有效频移为 320 kHz, 640 kHz 和 1280 kHz 时的射频啁啾时域分布图。当  $v_{FS} = 320 \text{ kHz}$  时，激光啁啾速率  $dv/dt = 6 \times 10^{13} \text{ s}^{-2}$ ，其中  $\tau_{RT} = 5.3 \text{ ns}$ 。从图 1.9 (c) 可以看出，激光频率从 0.25  $\mu\text{s}$  附近开始逐渐增大，到约为 1  $\mu\text{s}$  时拍频频率达到 60 MHz。对比图 (c), (d) 和 (e) 发现，拍频啁啾速率随着声光移频量的增大而增大。

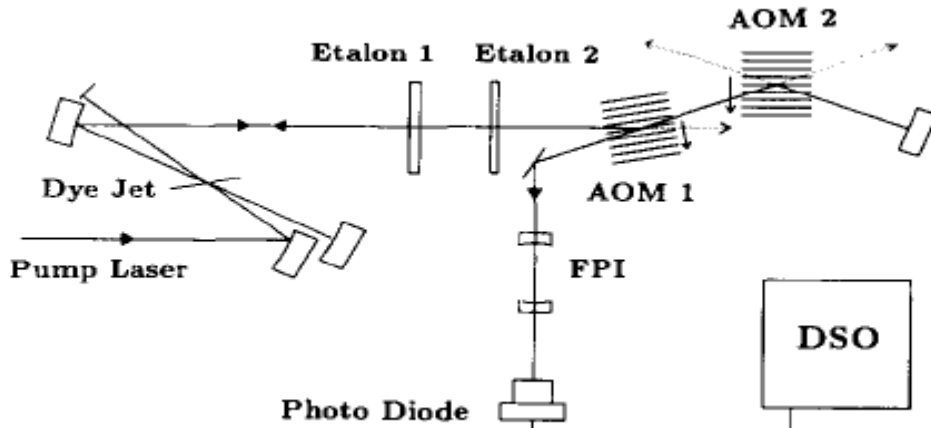


图 1.8 基于频移反馈激光的光频啁啾特性实验结构图

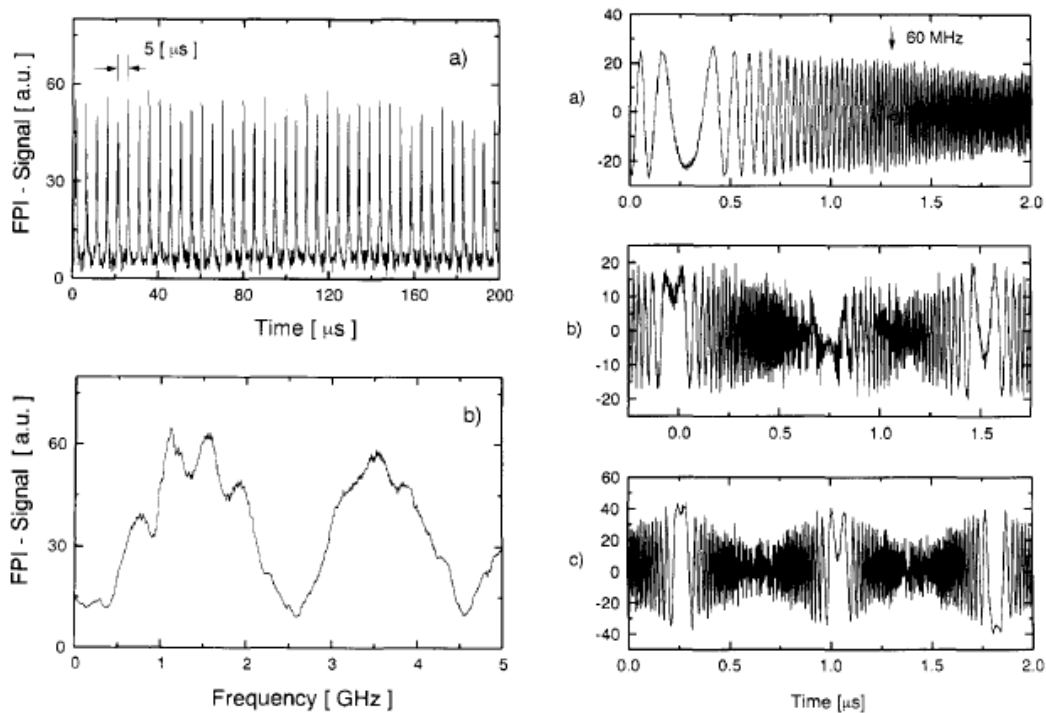


图 1.9 (a) 输出激光经 FP 干涉仪后的时域图；(b) 输出激光经扫描式 FP 干涉仪后的激光信号与激光频率的关系，图中包括两个扫描周期；(c) - (e) 为频移反馈环路输出激光与种子激光外差干涉后的射频拍频信号，其中频移量分别为 320 kHz, 640 kHz 和 1280 kHz。

以 K.Nakamura 为代表的研究学者对各种增益介质的光频啁啾现象进行了研究，并逐步过渡到利用非谐振条件下的频率啁啾激光进行一系列的应用研究，包括光频域测距、光纤色散测量、宽带射频啁啾信号的产生等。光频域测距（Optical frequency domain ranging, OFDR）是利用连续啁啾激光作为探测光源，以激光外差干涉为基本



原理，通过探测回波激光与参考激光的拍频差来实现对路径差的测量。光频域测距法具有测量精度高、测程远的特点。频移反馈激光在非谐振条件下能产生啁啾速率极高的频率调制激光，非常适合作为光频域测距的激光源。2000年，K.Nakamura等研究人员利用频移反馈腔产生的频率啁啾激光进行了光频域测距方法的研究，频移反馈激光如图 1.10 (a) 所示。光频域测距法的激光源采用Nd:YVO<sub>4</sub>作为增益介质，震荡阈值为70 mW，斜效率0.3。图 1.10 (b) 所示为啁啾光源的时间-频率特性，光频啁啾速率为 $dv/dt = v_{FS}/\tau_{RT}$ ，实验中激光腔频为 $\nu_{RT} = 1/\tau_{RT} = 1.265$  GHz，声光移频为 $\nu_{FS} = 80$  MHz，激光啁啾速率达到 $dv/dt = 202$  PHz/s。光频域距离测量实验结构如图 1.11 所示：频移反馈激光经1:1分束镜分为两束光后，分别作为参考光和信号光进入迈克尔逊干涉仪中，用来测量干涉仪两条支路的路径差。实验上利用19832阶次的拍频信号实现了18.6 km长度下的20 mm的测量精度。

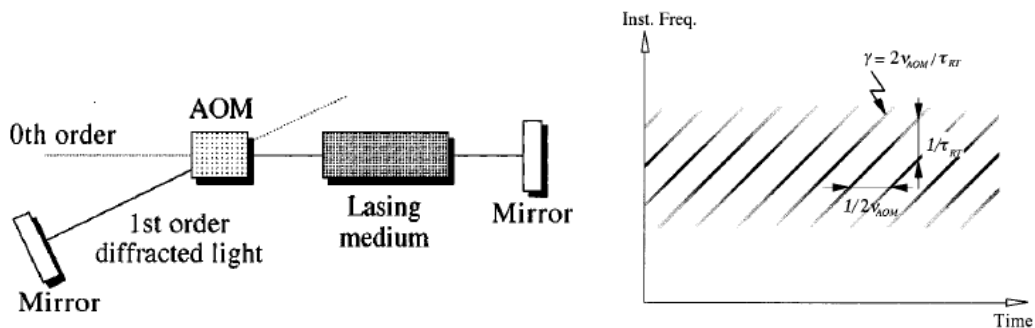


图 1.10 (a) 基于频移反馈环路的频率啁啾激光；(b) 啁啾频率梳的时间-频率特性

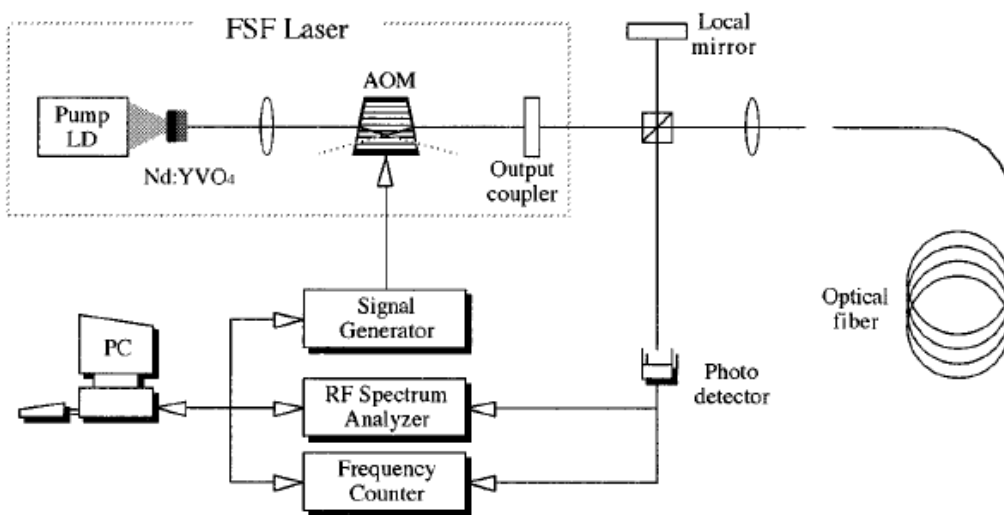


图 1.11 基于频移反馈激光的光频域测距实验装置

基于频移反馈腔的连续啁啾激光还可以用于测量光纤色散的大小。光纤色散通常是指由于不同频率（或波长）的光信号在光纤中以不同的速度传播，当传输一定距离后不同频率的光延时不同一种物理现象。通常，光纤色散测量是利用不同波长的激光通过光纤后的时间差来反演出光纤的色散特性。基于非谐振条件的频移反馈激光是一种宽带啁啾激光，当其在光纤中传输时，由于色散的影响不同频率的光传速度不同，导致宽带光源的啁啾速率发生改变，通过测量传输一定长度后的啁啾速率的改变量可以计算出光纤色散的大小，原理如图 1.12 所示。

基于非谐振条件的频移反馈激光测量光纤色散的实验装置如图 1.13 所示，波长为  $1.48 \mu\text{m}$  的泵浦激光通过波分复用器（WDM）注入光纤环路中，掺  $\text{Er}^{3+}$  光纤是自由振荡频移反馈激光的增益介质。光纤隔离器避免了泵浦光在环路中的振荡，且促使频移反馈激光仅能沿着逆时针方向传输。偏振控制器用来控制环路中的激光偏振态，光学带通滤波器用于控制环路中振荡激光的波长（ $1.55 \mu\text{m}$ ）和频谱宽度。通过在环路中加入 90:10 光纤耦合器，实现频移反馈激光的输出。声光移频器的驱动频率为 120 MHz，环路的基频为 7.6 MHz，对应的激光啁啾速率为 912 THz/s。由于输出的激光功率较小，在测量光纤色散之前先对其进行光纤放大。放大后的激光通过光纤耦合器和环形器构成干涉仪，其中干涉仪的一条支路上有待测量的光纤，最后光纤干涉仪输出的拍频信号接入频谱仪中，通过观察拍频信号的啁啾速率实现对光纤色散的测量。

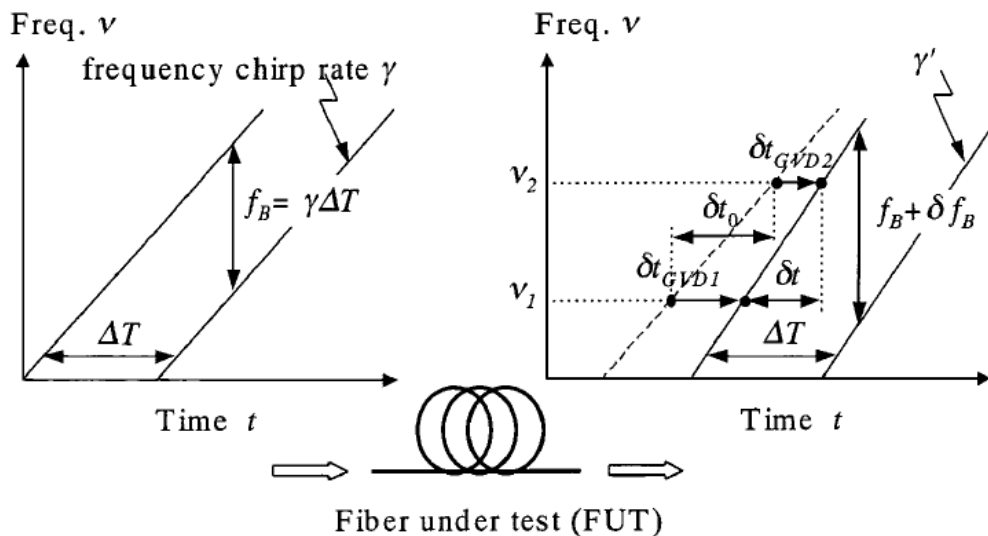


图 1.12 频率啁啾激光测量光纤色散的原理图：左图为宽带光源输出波长与时间的关系（斜率为啁啾速率）；右图为经过待测光纤后的时间-波长关系图

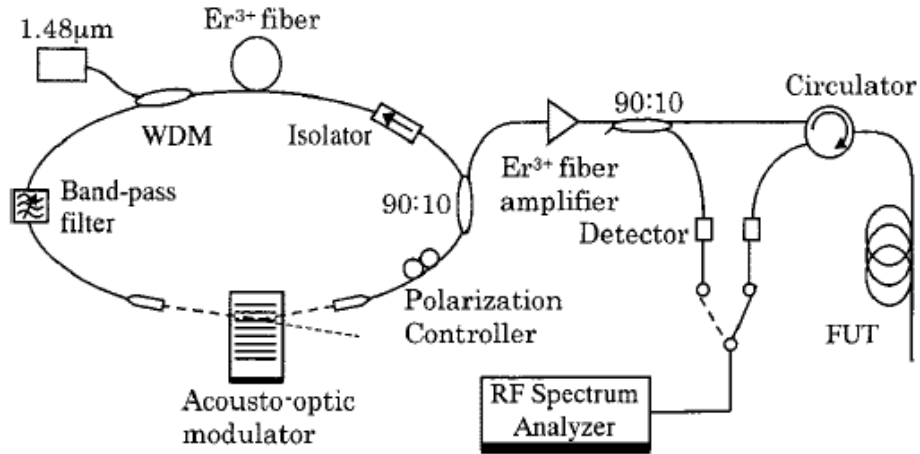


图 1.13 基于频移反馈激光的光纤色散测量

射频啁啾信号（Radio-frequency chirped waveforms: RFCW）的光学产生方法是微波光子学的研究热点之一。它通常是指瞬时频率随着时间发生改变（啁啾特性）且可以控制（可编程性）的宽带微波信号，该信号被广泛用于雷达系统中，具有较高的研究和应用价值。传统的射频啁啾信号是由任意波形发生器（电子器件）产生的，但其存在一系列问题，如工作带宽通常较低（一般在 10 GHz 附近），信号的时间带宽积受到电子元器件的限制无法显著提高等。相比电子学方法，光学方法产生的射频啁啾信号具有带宽高，噪声低等特点。根据前文所述，非谐振条件下的频移反馈激光具有光频啁啾特性，因此通过激光外差干涉的方法可实现光学频率啁啾到射频频率啁啾的转换，操作简单高效。2018 年，法国研究学者 H.Guillet de Chatellus 对该特性进行了详细地理论分析和实验验证，通过使用超窄线宽激光源和全保偏器件实现了射频带宽 28 GHz，时间带宽积大于 1000 的射频啁啾信号的产生，实验装置如图 1.14 所示。

频移反馈环路采用超窄线宽激光作为种子激光，经耦合器分为两束，其中一束进入频移反馈环路中，另一束作为信号光与输出的频移反馈激光进行拍频，实现啁啾激光到射频的转换。光纤窄带滤波器（带宽为 200 GHz）用于抑制环路的自激振荡，保证环路工作于种子激光移频的模式。光纤放大器用于补偿移频后的激光信号，提高移频光的带宽（也是输出射频信号的带宽）。声光移频器用于实现激光频率的调制，实验分为：1）高频调制，即单个声光移频器和 2）低频调制，即两个声光移频器（分别对应频率上转换和下转换）两部分来分析频移量对输出射频啁啾信号的影响。

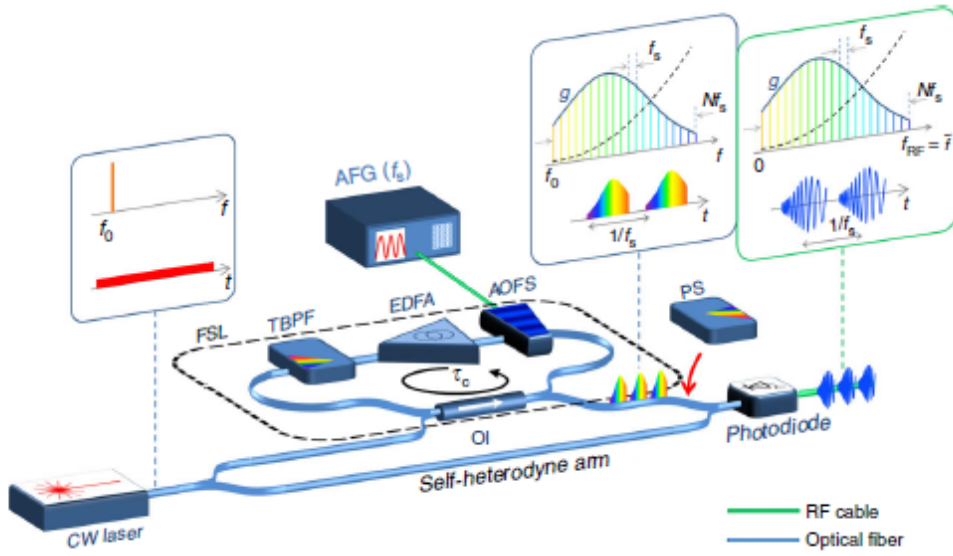


图 1.14 非谐振条件下的频移反馈环路产生射频啁啾信号的实验装置：其中 TBP 为可调谐带通滤波器；EDFA 为光纤放大器；AFG 为任意函数发生器；AOFS 为声光移频器

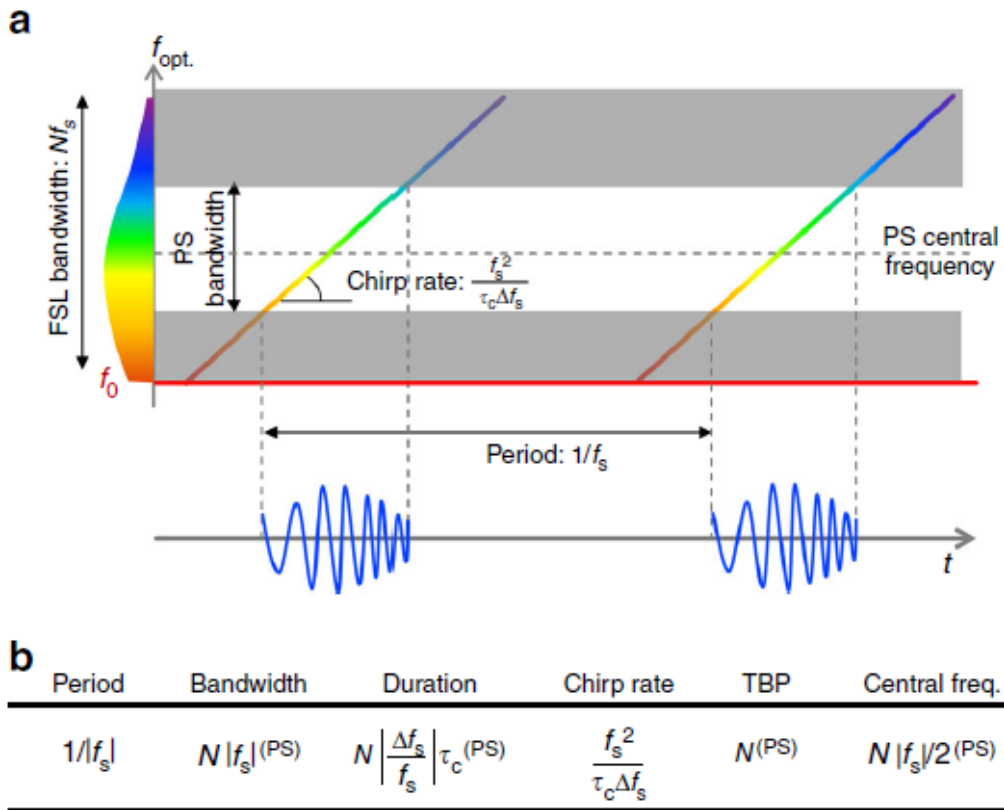


图 1.15 各个实验参数对射频啁啾信号的影响：(a) 光频啁啾的时间-频率表示；(b) 输出射频啁啾信号的各个参量表达式

首先，Chatellus 等人深入研究了外腔式频移反馈激光的理论模型，并在此基础上

分析失谐量 $\Delta f_s$  ( $f_s - n f_c$ ,  $n$  整数,  $f_c$  为激光腔基频) 对输出啁啾信号的影响。在失谐的情况下, 理论模型与脉冲激光的色散模型相近, 通过对比分析推导出了失谐量、调制频率以及环路长度对射频啁啾速率、射频带宽、啁啾时间宽度的影响, 结果如图 1.15 (a) 和 (b) 所示。

图 1.16 所示为不同射频频率 (对应不同的失谐量) 下的射频啁啾信号的时域分布以及对应的维格纳分布。通常, 傅里叶变换用于实现稳态波形的时间域-频率域转换。对于非稳态波形, 傅立叶变换并无法全面地分析其特性。而维格纳分布(Wigner Distribution Function)常被用来分析非稳态信号的时间-频率特性。当调制频率为  $-77.353$  MHz 时 (如图 1.16 (a) 和 (c) 所示), 可以直观地看出射频信号的频率呈现啁啾特性, 且逐渐增加。同时对该信号进行维格纳分布计算, 可以发现随着时间的增加, 射频频率随之增加, 表明该射频信号具有线性频率啁啾特性。当调制频率降低至  $-77.303$  MHz 时 (如图 1.16 (b) 和 (d) 所示), 从时域分布和维格纳分布也可以直观的看出, 射频信号呈现显著的啁啾特性。与图 1.16 (a) 和 1.16 (c) 相比, 其射频啁啾方向相反。这是因为当调制频率改变时, 非谐振频差 $\Delta f_s$ 的符号发生改变 ( $|\Delta f_s|$  并未改变), 反应在时频域上即是射频啁啾的方向改变。

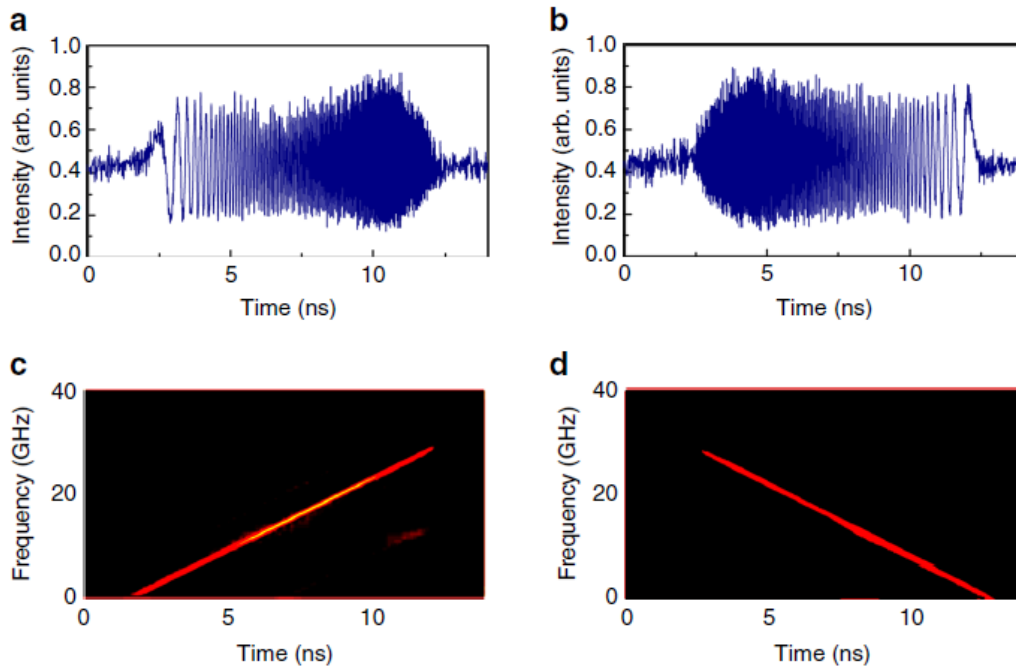


图 1.16 输出的射频啁啾信号结果; 其中 (a) 和 (b) 为射频信号时域分布图, (c) 和 (d) 为测量得到射频信号的维格纳分布; (a) 和 (c) 的频移量为  $-77.353$  MHz, (b) 和 (d) 的频移量为  $-77.303$  MHz

### (3) 光频域实时傅里叶变换

光域实时傅里叶变换通常是指利用频率-时间映射（frequency-to-time mapping, FTM）技术将光信号的功率谱密度（频率）实时映射到时间轴上，以此来分析光信号频率特性的一种技术。当前，光频域实时傅里叶变换（或者说频率-时间映射）主要是基于介质的色散特性将不同频率的光沿着时间轴分开。但是由于介质的色散有限，通常信号需要经过相当长的色散介质才可以将不同频率的光完全分开，这极大地限制了该技术的应用。而且在色散大小固定的情况下，光频的分辨率越高所需要的传输距离就会越远。

2016年，法国学者 Chatellus 等人在延时自外差干涉模型的基础上，研究了整数 Talbot 条件下频移反馈环路的脉冲时域分布与注入的种子激光频率之间的关系，仿真结果如图 1.17 所示。从图中可以看出，当注入的激光由多个频率组成时，在频移反馈环路的输出端，光脉冲沿着时间轴完美地映射了输入的种子激光光谱，理论上证明了频移反馈环路的频率-时间映射特性。

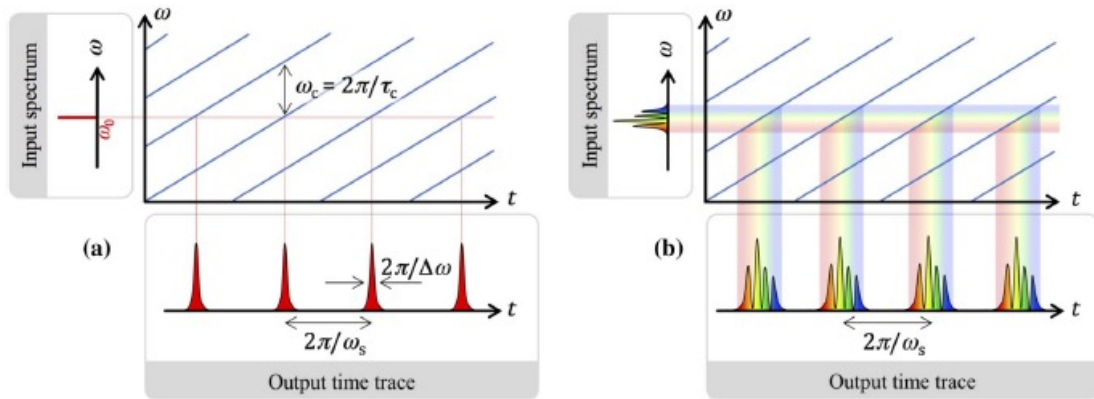


图 1.17 频移反馈环路的注入激光频率与输出激光脉冲时域分布的关系

基于频移反馈环路的实时傅里叶变换实验装置如图 1.18 所示，声光移频器驱动频率  $80 \text{ MHz} \pm 5 \text{ MHz}$ ，种子激光波长  $1550 \text{ nm}$ ，线宽  $100 \text{ Hz}$ ，光学带通滤波器带宽  $200 \text{ GHz}$ ，频移反馈环路的基频  $f_c = 12.89 \text{ MHz}$ 。实验中声光驱动频率设定为  $f_s = 6f_c = 77.34 \text{ MHz}$ ，以满足激光腔的整数 Talbot 条件，输出脉冲激光。为了证明频移反馈环路的频率-时间映射特性，种子激光先经过电光相位调制器产生多个频率边带，然后将经过调制的种子激光注入到频移反馈环路中，实验结果如图 1.19 所示。当种子激光经过相位调制器产生两个频差为  $450 \text{ kHz}$  的边带时，输出的频移反馈激光在时域上同样观察到近似种子激光光谱的脉冲分布。这证明了频移反馈激光可以有效地实现激光频率-时间的映射，即实时光域傅里叶变换，且分辨率达到了  $\text{kHz}$  量级。

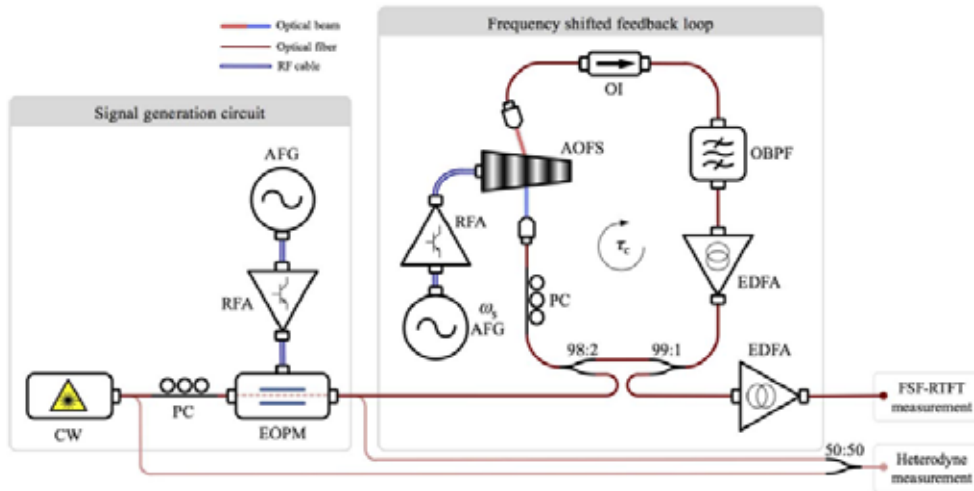


图 1.18 基于频移反馈环路的频率-时间映射实验装置：种子激光经电光相位调制器（EOPM）产生边频，驱动源为任意函数发生器（AFG）

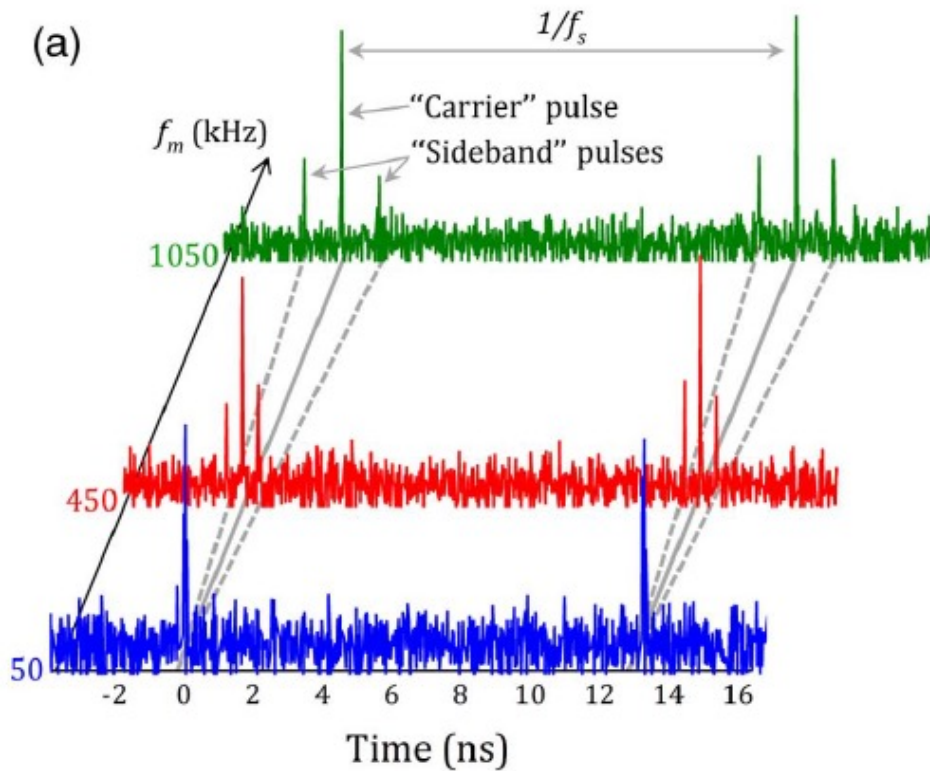


图 1.19 基于频移反馈环路的频率-时间射频实验图：种子激光由多个频率组成时的输出脉冲特性，其中蓝色为调制频率50 kHz，红色为450 kHz，绿色为1050 kHz

#### (4) 微波光子学领域：光学任意波形发生、高频微波信号的产生

光学任意波形发生是微波光子学的重要研究内容之一，是射频任意波形产生的一

种重要方式。当前，光学任意波形发生多采用宽带锁模激光作为光源，通过脉冲成型器（Pulse Shaper）和色散效应，控制脉冲光的宽度、相位和强度，以实现任意光学波形的产生。但是受限于脉冲成型器的频谱分辨率（GHz量级），产生的波形的时间长度通常在ns量级。近期，Chatellus 等人发现通过调制频移反馈环路的种子激光实现了光学任意波形的发生。频移反馈环路的实验结构如图 1.20（a）所示：激光在环路中传输一周的时间为 $\tau_c = 105 \text{ ns}$ （对应的环路基频为 $f_c = 9.482 \text{ MHz}$ ），利用两个频移方向相反的声光移频器实现频移量 $f_s = f_c$ 。由于满足环路整数 Talbot 条件，频移反馈环路输出脉冲激光。为了实现射频任意波形发生，对注入环路的种子激光同时进行声光强度和相位调制，以控制注入激光的瞬时强度和瞬时相位。声光调制器的调制带宽为 100 MHz，由任意波形发生器控制。将调制后的种子激光注入环路中，由于脉冲重复频率 $f_s$ 小于声光调制器的调制带宽，可实现时间长度可控、射频带宽达到 25 GHz 的光学任意波形的发生。

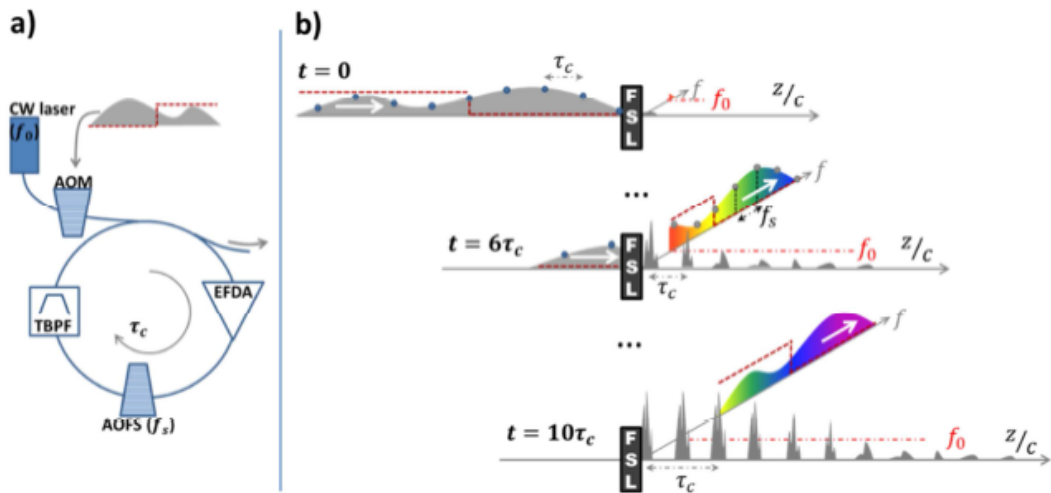


图 1.20 （a）基于频移反馈激光的光学任意波形发生；（b）输出波形的时域演变

微波信号的光学产生方法也是微波光子学的一个主要研究内容，其优点在于可以弥补电子学方法在高频微波产生、噪声控制等方面的不足，且相比电子学方法其具有功耗低、结构简单、抗电磁干扰等优点。2010 年澳大利亚悉尼大学 Robert A. Minasian 教授等人基于频移反馈激光的宽带频率梳特性，通过激光相干控制的方法产生了 30 GHz 的毫米波。该方法产生的毫米波具有线宽窄（ $< 100 \text{ Hz}$ ），边带抑制比高（ $> 30 \text{ dB}$ ）的特点，实验装置如图 1.21（a）所示。

种子激光功率为 10 dBm，波长为 1559.5 nm；声光移频器工作于 750 MHz。实验原理如下：首先信号发生器产生频率为 500 MHz 的随机信号并放大后驱动相位调制器，



种子激光在经过相位调制器后由于其相位随机变化，时间相干性严重退化。随后，种子激光经过非平衡马赫-曾德尔干涉仪（Mach-Zehnder interferometer, MZI），其中一路延迟线较短，另一路延迟时间较长 $T_1$ 。MZI 输出后的种子激光注入频移反馈环路中进行光学频移，激光在环路中传输一周所需时间为 $T_2$ 。假设 $T_1$ 和 $T_2$ 远大于激光相干时间，且 $T_1/T_2 = \rho$ 。由于 $T_2$ 远大于激光相干时间，那么同一激光经过频移后已超过了激光相干时间，其相干性严重退化，无法产生稳定的拍频。但需要注意的是，由于非平衡 MZI 有一路激光经过了长时间的延时 $T_1$ ，即当激光在环路中传输时间为 $\rho T_2$ ，与非平衡 MZI 延迟时间 $T_1$ 相同时，两束激光由于经历了相同的延迟时间，因此仍保持了较高的相干性，可以产生稳定的拍频信号。实验上通过控制 MZI 的延迟时间以及频移反馈环路的长度，实现了低频调制频率的上转换。环路中引入光纤放大器补偿了环路的损耗，提高了上转换的射频阶次。由于光纤放大器自发辐射（ASE）的影响，环路中加入了光学窄带滤波器以提高自发辐射振荡的阈值，同时滤除环路中其他光学噪声，图 1.21 (b) 所示为产生的 11.25 GHz（15 阶）和 30 GHz（40 阶）的微波信号。

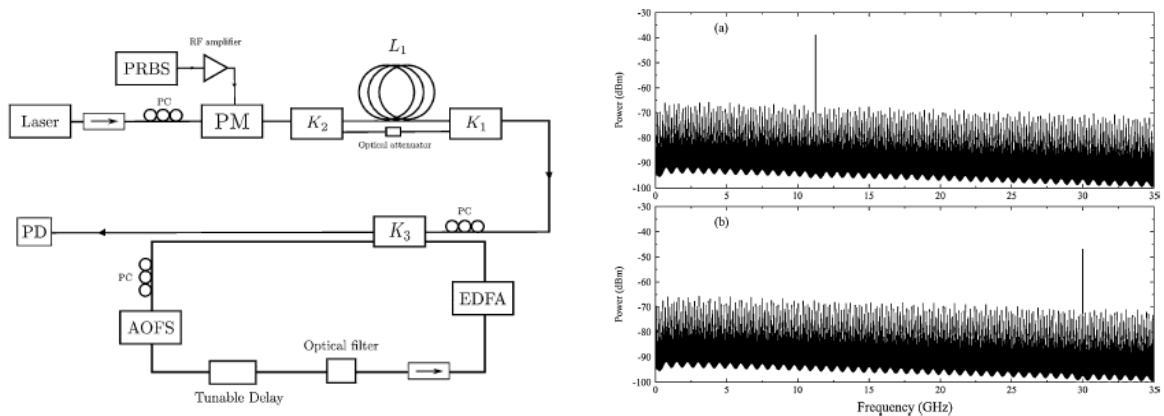


图 1.21 (a) 基于频移反馈环路的微波信号产生实验装置；(b) 产生微波信号的功率谱密度

### (5) 双频激光相位锁定和射频调制激光

双频激光是指一束激光同时含有两个不同的光学频率，通过光学拍频的方式可以实现光频到射频或微波的转换，是一种特殊类型的射频调制激光。当双频激光的相位未锁定时，拍频产生的射频信号不稳定、噪声较大。法国雷恩第一大学的 Marc Brunel 教授等人提出利用频移反馈环路可以实现双频激光的相位锁定。实验装置如图 1.22 所示。激光器采用腔长 75 mm 的平凹腔设计，其中采用 808 nm 的半导体激光器作为泵浦源，腔内增益介质是 1% 掺杂的 Nd:YAG 晶体，介质左端为腔镜 M1，用于输入泵浦光和

反射腔内振荡激光，因此镀泵浦光808 nm高透、1064 nm高反膜。耦合输出镜M2曲率半径200 mm，1064 nm透过率为1%。通过在激光腔内插入FP选频器件，确保输出1064 nm的单纵模激光。可饱和吸收体用于调节腔内损耗，产生调Q脉冲。同时为了实现双频激光的输出，激光腔内插入两个 $\lambda/4$ 波片，通过调节两个波片之间快轴（或慢轴）的角度来改变双频激光器输出光的频差大小。为了锁定输出的双频激光相位，将双频激光注入到无源频移反馈环路中，其中反馈回来的部分移频激光再次进入激光腔内参与激光腔的振荡，通过上述过程成功实现了双频激光的相位锁定，获得了低噪声、频差稳定的双频激光。

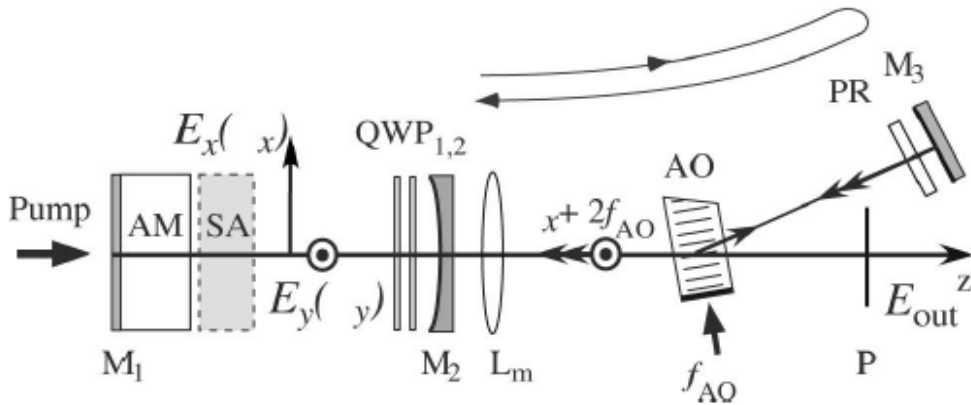


图 1.22 基于外腔式频移反馈环路的双频激光相位锁定实验装置

双频脉冲激光的拍频功率谱密度如图 1.23 所示。拍频信号峰值对应的频率为 176 MHz，其带宽（半高全宽）为 12 MHz，对应脉冲宽度 85 ns。为了进一步观察拍频信号的纯净度（噪声特性），需要调低频谱宽度以提高系统分辨率，实验中观察到了频差为 3.5 kHz 的频率梳（频差由脉冲重复频率决定），且单个频率梳的线宽优于 1 Hz（由微波本振源频率特性决定），表明双频脉冲相位锁定且相互之间具有极高的时间相干性，如图 1.23(b)所示。

随后，Marc Brunel 等人利用该相位锁定的脉冲双频激光源对不同运动模式的室内目标进行了 Doppler 速度测量。实验结果表明，不论是平移运动还是旋转运动的合作目标，脉冲双频激光都可以有效地测量出回波信号中的多普勒频移，并通过 Doppler 原理解算出目标的径向速度信息。同时通过分析回波信号的功率谱密度，可以发现不同运动状态下，回波信号的频谱分布与自身的运动形式有一定关联，利用该特性可以实现不同运动目标的识别。

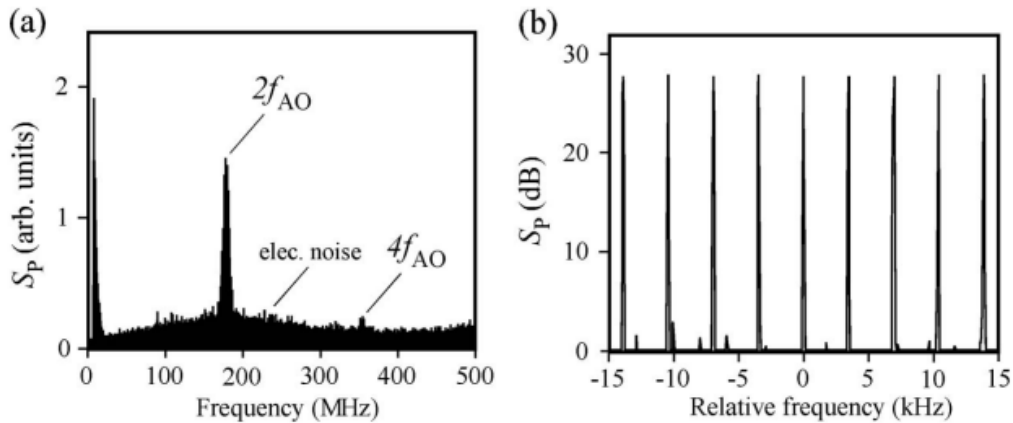


图 1.23 拍频信号频率密度：(a) 频谱宽度 500 MHz，频率分辨率 30 kHz；(b) 频谱宽度 30 kHz，频率分辨率 30 Hz。

2015 年，北京理工大学 Haiyang ZHANG 和法国雷达第一大学的 Marc Brunel 等人研究了基于水下探测的射频调制蓝绿脉冲激光，实验装置如图 1.24 所示。频移反馈腔的种子激光为半导体 808 nm 泵浦的 Nd:YAG 调 Q 脉冲激光，波长 1064 nm，峰值功率 224 W，脉冲宽度 28 ns，重频 3.5 kHz。脉冲激光注入频移反馈腔中，设置声光调制频率为 85 MHz，由于种子激光两次通过声光移频器，因此实际在频移反馈腔内的有效频移为 170 MHz。输出的频移反馈脉冲激光经过 KTP 晶体实现光学倍频效应得到 532 nm 蓝绿激光。通过测量蓝绿光的拍频功率谱，可以发现射频调制频率达到了 1.02 GHz（6 阶谐波），调制深度 100%。因此，通过腔外调制红外脉冲激光以及光学倍频效应成功产生了 532 nm 的射频调制蓝绿激光，该激光可广泛应用于激光雷达水下探测等领域。

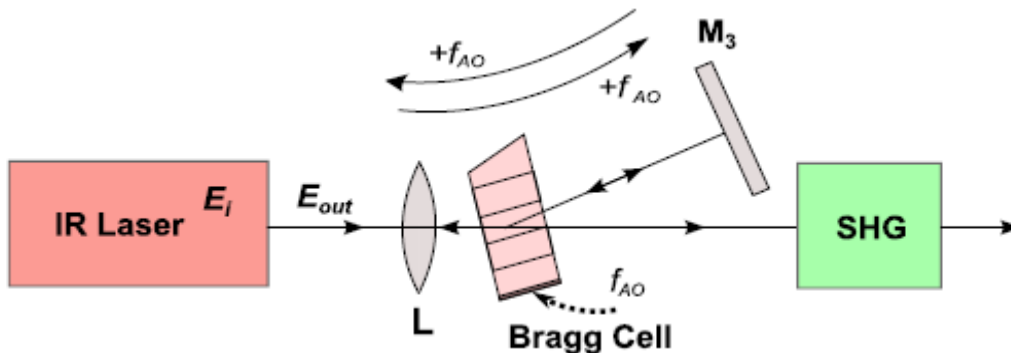


图 1.24 基于无源频移反馈腔的射频调制脉冲激光

### 1.3 射频调制激光雷达的国内外研究进展

射频调制激光雷达是利用射频调制激光作为探测载波，射频信号进行目标探测的

一种新体制激光雷达，在目标识别、成像、制导、水下探测等领域有着广泛的应用。

### (1) 水下目标探测特性

由于微波信号在水下传输时的损耗较大，因此微波雷达系统较少工作于水下。为了有效利用微波雷达在目标探测中的成熟技术，研究学者提出了以射频调制的蓝绿激光作为探测载波，射频信号进行海洋目标探测的方法。

2000年，法国西布列塔尼大学的 F.Pellen 等人对射频调制激光在海水中的后向散射特性进行了深入的理论和实验验证，如图 1.25 所示。研究结果表明，海水具有低通滤波特性，并且频率响应的截止频率与海水的清晰度有密切的关系，这对射频调制激光雷达系统在水下目标探测领域的应用提供了较高的指导意义。为了证明上述结论，他们利用光学延迟的方法，产生了调制频率为 1.5 GHz，脉冲宽度为 3 ns 的 4 脉冲激光，输出波长为 532 nm。根据互相关和窄带滤波算法，对回波信号进行了处理，实现了水下目标的探测。实验结果表明，采用该体制的激光雷达具有较高的系统信噪比，可以有效的抑制杂波干扰，提取出目标信息。

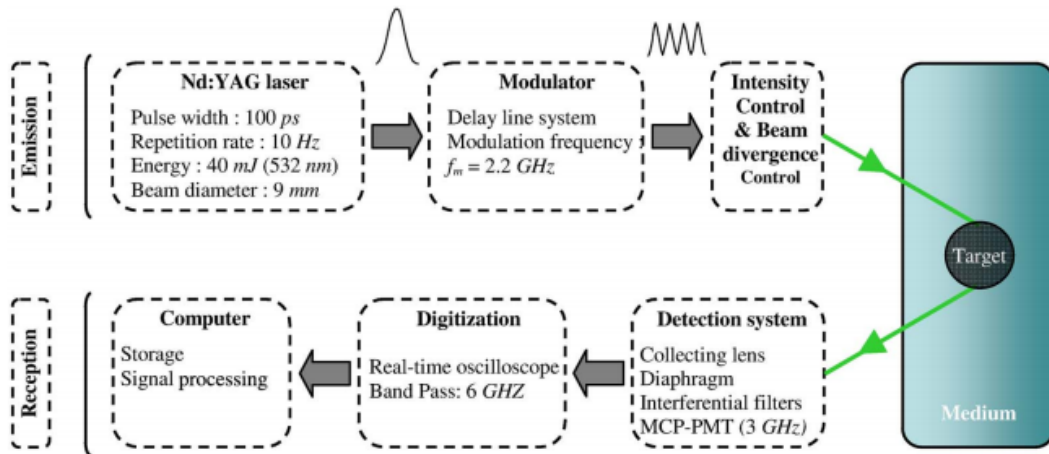


图 1.25 基于射频调制脉冲激光的水下目标探测系统结构图

2017年7月，法国西布列塔尼大学的 F.Pellen 等人，设计了一种外腔式射频调制的脉冲激光，如图 1.26 所示。该调制器包括 Nd:YAG 皮秒激光器、 $\lambda/4$  波片、倍频晶体（DKDP）、输入/输出透镜以及带通滤光片。锁模脉冲激光的中心波长为 1064nm、脉冲宽度 100ps、线偏振输出、重复频率 10Hz。 $\lambda/4$  波片的光轴与线偏振光的偏振方向夹角为  $45^\circ$ ，实现线偏振光到圆偏振光的转换。输入镜 M1 为 532nm 全反射，1064nm 全透过。输出镜 M2 为 532nm 的 15.75% 的透过率，1064nm 的全透过。SHG

(second-harmonics generation) 晶体为 DKDP, 实现红外激光 (1064nm) 到蓝绿光 (532nm) 的转换。为了降低 1064nm 激光的输出, 采用 IF1 和 IF2 两片带通滤光片, 其中心频率和半宽全高分别为  $532\text{nm} \pm 2\text{nm}$ 、 $531\text{nm} \pm 28.1\text{nm}$ 。

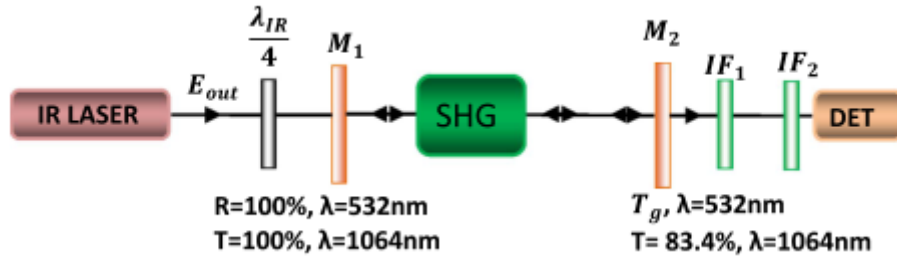


图 1.26 外腔式射频调制激光示意图

输入输出镜构成了经典的 FP 腔, 利用红外脉冲经过倍频晶体后的多次往返, 形成激光束的输出, 输出时间间隔为  $2L/c$ , 如图 1.27 (a) 所示。从频域角度看, 时间间隔固定的脉冲串在频域上也存在调制特性, 如图 1.27 (b) 所示。根据 FP 腔的特性, 通过调节腔长可以实现 532nm 脉冲激光的不同频率调制, 这在激光雷达水下探测领域具有非常广阔的应用。

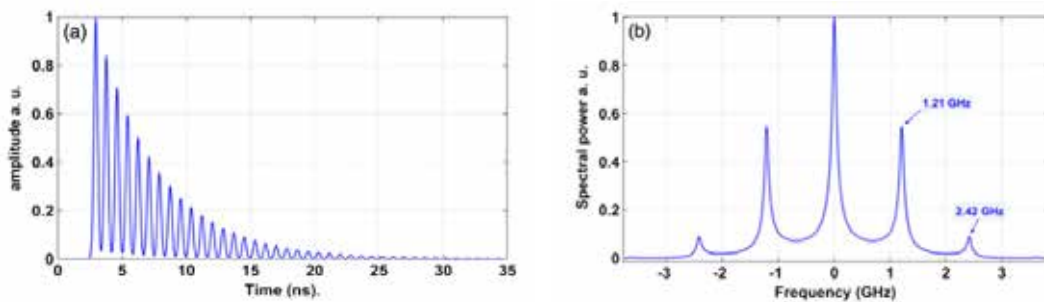


图 1.27 射频调制激光的时域图 (a) 以及频域图 (b)

## (2) 抗大气扰动能力

相干双频激光是指一束激光含有两个不同光学频率, 通过光学拍频的方式实现激光的射频调制, 是一种特殊类型的射频调制激光。北京理工大学光电子研究所是国内较早开始对双频激光雷达系统研究的机构。2010 年, 王升等人对相干双频激光的抗大气干扰特性进行了相关的实验研究, 实验装置如图 1.28 所示。LD 泵浦的单块非平面环形腔固体激光器作为单频种子源, 经过移频 MZI 干涉仪, 得到了频差为 100 MHz 相干双频激光。

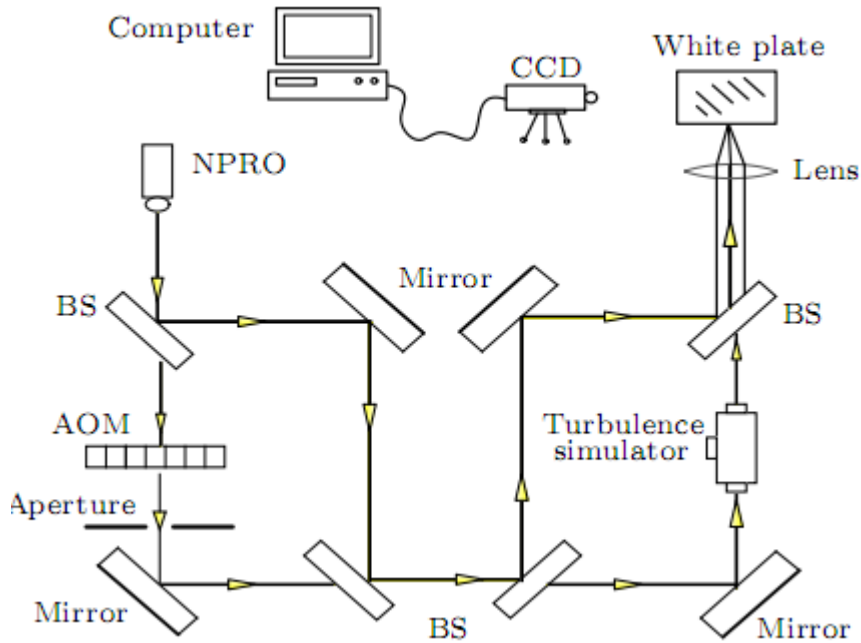


图 1.28 双频激光雷达抗大气湍流扰动特性实验系统图

首先设计并加工了大气湍流模拟装置，如图 1.28 (a) 所示。该装置可用于产生强度可调的湍流大气。通过对比不同湍流强度下，单频激光与双频激光所产生的干涉条纹对比度（如图 1.29 (b)），对相干双频激光的抗大气干扰特性进行实验研究。实验结果表明，随着湍流强度的增大，单频激光条纹对比度下降程度要高于双频激光，这表明双频激光受湍流的影响程度要弱于单频激光，证明了双频激光的抗大气湍流干扰能力。

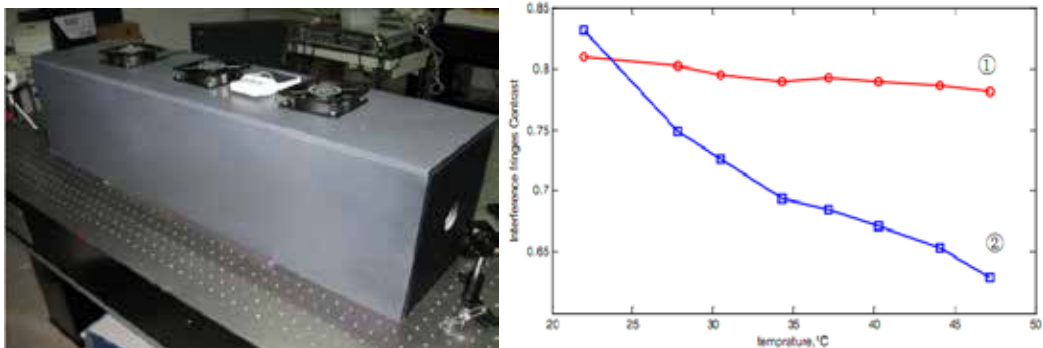


图 1.28 (a) 大气湍流模拟装置图；(b) 不同温度下干涉条纹对比度

2016 年，郑征等人进一步探究了大气湍流对激光相干探测的影响，实验装置如图 1.29 所示。实验过程中，利用声光移频器产生了频差为 100 MHz 的相干双频激光，并将其通过大气湍流池。实验结果表明：随着大气湍流强度的提高，单频激光相干探测状态下，差频信号受大气湍流的影响较大，信噪比逐渐降低，而对于相干双频激光探

测，差频信号的信噪比基本上没有变化。因此就双频拍频信号的信噪比而言，相干双频激光探测对大气湍流的变化不敏感，具有一定的抗大气干扰能力。

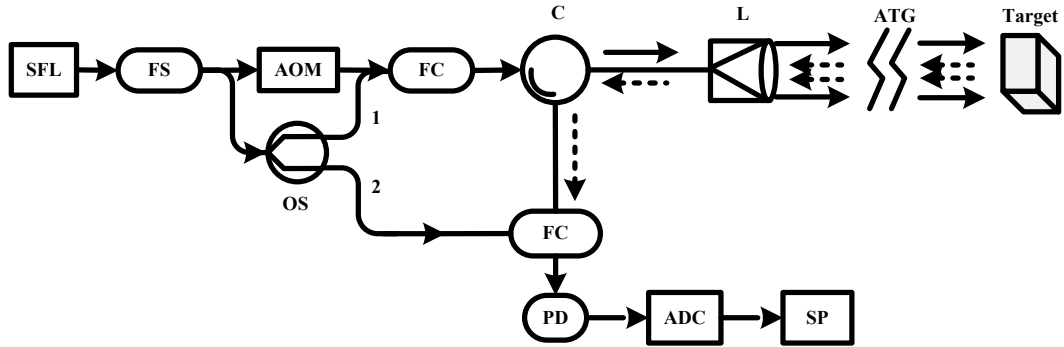


图1.29 大气湍流对激光相干探测影响实验系统框图

### （3）散斑噪声抑制特性

2012年，台湾国立清华大学的 Chih-Hao Cheng 等人从理论上指出利用双频激光进行多普勒测速，可以有效的降低散斑噪声对回波信号的影响，提高系统的速度分辨率，并通过实验系统对其进行了验证，实验装置如图 1.30 所示。

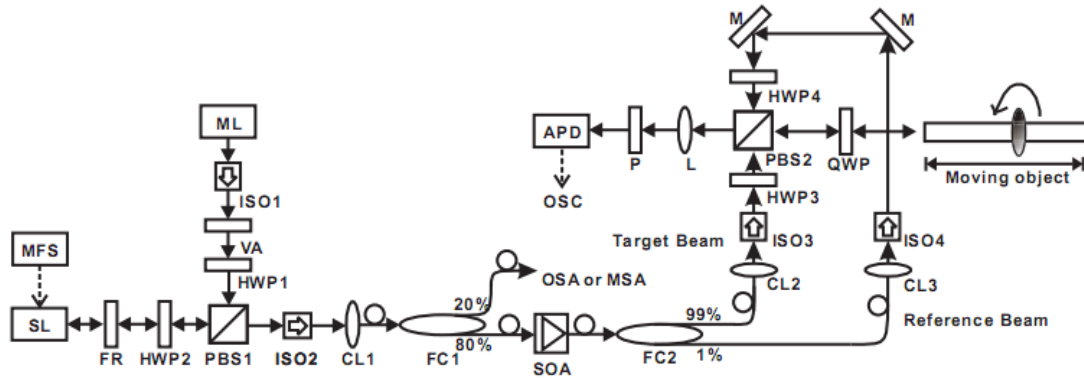


图 1.30 双频激光多普勒测速仪实验装置结构图

ML: 主激光器; SL: 从激光器; SOA: 半导体光学放大器; PBS: 偏振分光镜; ISO: 隔离器; FR: 法拉第旋转器; HWP: 二分之一波片; QWP: 四分之一波片; VA: 可变衰减器; CL: 耦合透镜; FC: 光纤耦合器; L: 透镜; P: 偏光镜; M: 反射镜; APD: 雪崩光电探测器; MFS: 微波频率合成器; OSA: 光谱仪; MSA: 频谱仪; OSC: 示波器。

实验结果表明，随着目标横向速度的提高（散斑噪声强度的提高），传统的单频激光多普勒测速仪（SF-LDV）的系统的速度分辨率逐渐变差，而双频激光多普勒测速仪（DF-LDV）的速度分辨率没有太大变化并始终优于前者。当目标横向速度固定

时,改变系统的作用距离,SF-LDV的速度分辨率随距离的增加同样逐渐变差,DF-LDV在任何距离下的速度分辨率都保持较高的水平。最终,研究人员对目标距离为108 m,径向速度为4cm/s,横向速度为5m/s的目标进行了速度测量,实验结果表明:利用DF-LDV获得了0.31mm/s的速度分辨率,较传统的SF-LDV提高了8000倍。

2014年,Chih-Hao Cheng等人在上述结构的基础上,将自混频技术引入系统中,成功实现了一种自混频式双频激光多普勒测速系统,系统结构如图1.31所示。该系统通过将目标反射回来的激光信号再次反馈进入激光器,在激光器谐振腔中实现自混频,通过检测从激光器的输出便可以获得目标的多普勒信息。该系统不仅利用了双频激光对散斑噪声的抑制能力,达到了较高的速度分辨率,还利用了自混频的方式,改善了回波信号的信噪比,提高了系统的探测灵敏度。

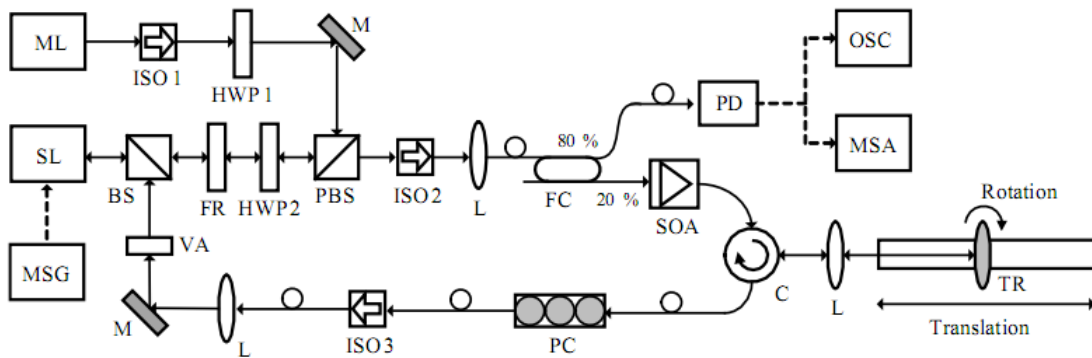


图 1.31 自混频式双频激光多普勒测速系统

实验结果表明,当反馈功率为 $2.5 \mu\text{W}$ 时,系统的信噪比最大为23 dB。目标横向速度由0 m/s到5 m/s改变时,系统获得了0.42 mm/s的速度分辨率和22.1 dB的信噪比,较传统的单频激光在分辨率上提高了20倍,信噪比上提高了8 dB。而且,当目标横向速度远远高于径向速度时,通过后端信号处理技术,系统可以有效的区分出目标径向运动的方向。

## 1.4 本论文的主要研究内容

本论文主要包括两大部分内容:1) 射频调制激光雷达系统研究:包括相干双频激光雷达和基于频移反馈激光的射频调制激光雷达;2) 频移反馈激光的时频特性研究。射频调制激光雷达是以射频调制激光作为探测载波,具有激光雷达空间分辨率高的特点,同时又利用拍频产生的微波信号进行探测,具有微波雷达抗大气扰动能力,



是一种结合了激光雷达和微波雷达各自优点，又在一定程度上克服二者不足的一种新型激光雷达。本文通过深入分析相干双频激光的时频特性，提出了基于多测尺相位测距法和差频多普勒测速法的相干双频激光探测体制。为了验证相干双频激光的高精度测距、测速能力，搭建了相干双频激光的原理样机，并在外场进行了实验验证。在开展相干双频激光雷达系统研究的同时，针对相干双频激光的时频特性，研究了单频种子激光注入频移反馈环路时的时频特性响应，创新性地提出了基于频移反馈激光的高阶谐波 Doppler 测速法和复合式脉冲/射频测距法等。同时深入研究了不同调制类型频移反馈环路的时频响应，首次发现并证明了基于强度调制频移反馈环路的双脉冲激光、时域分数 Talbot 效应以及基于相位调制频移反馈环路的光域实时傅里叶变换。论文共包含 7 章，主要研究内容包括：

第一章为绪论。本章从频移反馈激光与传统激光的区别着手，分析了其独特的时频特性来源。在此基础上详细地介绍了频移反馈激光的研究进展，分析了其在微波光子学，激光雷达等领域的研究进展。

第二章为相干双频激光雷达系统研究。相干双频激光雷达是利用在时间上和空间上完全重合的相干双频激光作为探测波对目标的距离、速度进行测量。由于两个光频率受到大气湍流的影响是同相的，可以相互抵消，因此该种体制的激光雷达具有抗大气干扰的能力。在进行激光探测时，双频激光首先分为本振激光和探测激光，其中探测激光作用于目标被散射后由接收光学系统接收，然后两路激光经探测器接收，形成参考信号和探测信号，利用两路信号的频率差或相位差，获得目标的相关信息。因此相干双频激光雷达系统兼具激光雷达高空间分辨率的特点，又借鉴微波雷达成熟的信号处理技术，是综合了激光雷达与微波雷达二者优势的一种新体制激光雷达。论文首先从理论上研究了相干双频激光的拍频噪声特性，详细分析了影响拍频信号的噪声来源（包括激光相位噪声、声光移频噪声等），提出了相干双频激光的外差干涉噪声理论模型。理论和实验结果同时表明，在短光纤延迟的自外差干涉光学系统中，射频相位噪声可以直接转换为拍频的相位噪声，是影响拍频噪声的最主要因素。在此基础上对相干双频激光雷达探测系统的工作原理和各组成部分进行了深入的分析与研究，并搭建起一套相干双频激光雷达原理样机，在外场实现了 1.5km 目标的 8mm 精度的测量；同时对移动目标的速度进行测量，验证了相干双频激光雷达的差频多普勒测速原理。

第三章为基于声光频移反馈环路的射频调制激光及其高阶谐波多普勒测速研究。

频移反馈激光是指在常规的 Fabry-Perot 腔(或者环形腔)内插入移频器,使得激光每次通过移频器时频率都发生变化,通过分析各阶谐波强度以及相位特性,实现超短、超高重频脉冲产生、光域实时傅里叶变换、光学频率梳、啁啾光源与宽谱光源的产生等。本文根据频移反馈环路的选频、移频特性建立了延时外差干涉理论模型,数值仿真了激光环路长度、声光移频量、光纤放大器增益系数对射频调制激光时域波形和频谱宽度的影响。实验上对上述理论模型进行了验证,通过合理设置环路长度、声光移频量产生了脉冲、三角波、方波等波形。为改善相干双频激光雷达在速度测量时极低多普勒频移的问题,首次提出了基于频移反馈激光(FSL)的高阶谐波多普勒测速法。该方法是基于频移反馈激光的射频上转换特性,利用产生的高阶射频谐波进行目标的 Doppler 测量。相比于相干双频激光雷达,其有效地改善了低速目标的极低多普勒频移问题,显著提高了最小可探测速度和速度分辨率。

第四章为基于频移反馈环路的射频调制脉冲激光及其复合式脉冲/相位测距实验。相干双频激光雷达是利用多测尺相位测距的方法实现目标的距离测量,但实验过程中存在相位跳变而引起测量误差的问题,同时由于多测尺测量方法引入,导致电路设计较为复杂,稳定性降低。为了解决上述问题,本人提出了基于脉冲下降沿射频调制的复合式脉冲/射频激光测距技术,该方法结合了经典的时间飞行法测距技术(利用脉冲上升沿粗略测量)和射频测距(利用脉冲下降沿的射频精确测量)进行距离测量,有效提高了脉冲测距的距离分辨率。为了有效地结合时间飞行法和相位测距法,这要求激光源需同时具有脉冲和射频调制特性。在此背景下,本人利用声光斩波器构建频移反馈环路,实现了稳定的脉冲内射频调制。受限于脉冲激光功率,我们通过室内测量光纤长度对该复合式脉冲/相位测距法进行了原理性验证。最终,实现了 1.5 km 长度光纤上的 3 mm 测距精度(相对测距精度  $2 \times 10^{-6}$ )。该复合式脉冲/射频测距方法是对相干双频激光测距技术的有效补充,对于高精度脉冲激光测距进行提供了一种可行的方法。

第五章为频移反馈激光理论模型及其仿真分析。本章根据不同调制类型的传输函数特性和环路的选频特性,提出了频移反馈环路的通用理论模型,该理论模型可用于研究不同调制类型的频移反馈激光的时频域特性。在此基础上,详细分析了整数 Talbot 条件和分数 Talbot 条件下的强度调制和相位调制频移反馈环路的输出特性,数值仿真调制频率、调制深度、偏置相位、环路基频和种子激光频率等因素对输出波形的影响,首次提出了基于电光强度调制频移反馈环路的双脉

冲理论模型和时域分数 Talbot 效应以及基于电光相位调制频移反馈环路的频率-时间映射特性。

第六章为频移反馈激光实验。在第五章理论分析的基础上,进一步开展实验研究,验证基于双边带调制的频移反馈激光的时频特性,主要包括基于电光强度调制的双脉冲特性,时域分数 Talbot 效应和基于电光相位调制的激光频率-时间映射特性。实验结果与理论分析非常吻合,为高重频脉冲产生、任意波形发生、光域实时傅里叶变换等提供了一种新的思路。

第七章为全文总结。

## 第 2 章 基于声光移频的相干双频激光雷达

### 2.1 引言

相干双频激光雷达是利用在时间上和空间上完全重合的相干双频激光作为探测波对目标的距离、速度进行测量。由于两个光频率受到大气湍流的影响是同相的，可以相互抵消，因此该体制的激光雷达具有较高的抗大气干扰能力。在进行激光探测时，双频激光首先分为本振激光和探测激光，其中探测激光经目标被散射后由接收光学系统接收，然后经过光电转换形成参考信号和探测信号，利用两路信号的频率差或相位差，获得目标的相关信息。因此相干双频激光雷达系统兼具激光雷达高空间分辨率的特点，又借鉴微波雷达成熟的信号处理技术，是综合了激光雷达与微波雷达二者优势的一种新体制激光雷达。

相干双频激光是指一束激光中同时含有两个高度相干的光学频率 ( $\omega_1$ 、 $\omega_2$ )，通过光学拍频 ( $|\omega_1 - \omega_2|$ ) 的方式实现光学频率到射频（或微波）的转换。目前相干双频激光的产生方式有许多种，如基于声光移频的马赫曾德尔自外差干涉仪 (MZ-DSHI)、双 $\lambda/4$ 波片（双折射效应）、塞曼效应等，其中较为成熟的一种方法是将单频连续激光分为两束，其中一束光通过声光移频器件改变其频率，再将两束光进行合束，该结构通常称之为马赫曾德尔自外差干涉仪。由于两束激光通过了不同的传输路径，在合并为一束时存在一定的延迟时间，这在一定程度会影响拍频信号的纯净度。马赫曾德尔自外差干涉仪 (MZ-DSHI) 是一种典型的光学干涉仪，其广泛应用于激光相位噪声测量和光学相干断层扫描等领域。在上述应用中，拍频的相位噪声到了广泛的研究，如 Armstrong 理论分析了两束激光相位非正交偏置情况下的概率密度函数和相位谱函数；Mohammad 推导了激光频率噪声、白噪声以及单模光纤色散对干涉仪系统的影响，并得到了噪声功率谱分布函数等。随着研究的深入，通过在干涉仪的一束光路上引入频率调制器件，可以将拍频中心频率从零频位移至调制的射频波段，该方法显著降低了零频附近噪声对系统测量的影响。本章通过设计马赫曾德尔自外差干涉仪实现了单频连续激光向相干双频激光的转换，并且根据随机过程理论推导了相干双频激光的拍频信号功率谱密度和相位噪声分布的表达式，详细分析了激光线宽、声光射频源线宽和延迟时间对相干双频激光拍频的影响。理论结果表明，在短光纤延迟的马赫曾德尔自外差干涉光学系统中，射频相位噪声可以直接转换为拍频的相位噪声，是影响拍频噪

声的最主要因素。在分析了双频激光相位噪声的基础上进一步探索相干双频激光雷达在距离、速度探测方面的性能。

相干双频激光雷达系统主要包括四个部分，分别为相干双频激光光源、激光发射/接收部分、光电探测系统和信号处理及显控系统。其中，相干双频激光是利用外调制声光移频器组成光纤马赫曾德尔（MZ）干涉仪，实现了单频连续激光到相干双频激光的转换。激光发射部分利用分束比为1:99光纤耦合器将相干双频激光分成参考光束和探测光束，探测光束经光纤放大器放大后由发射光学系统发射至探测目标上。接收光学系统将目标散射回来的光信号直接耦合进多模光纤中。光电探测系统完成探测光束和参考光束的光电转换，并抑制各种噪声，提高拍频信号的信噪比。信号处理部分分为三个阶段：第一阶段是对光电探测器输出的拍频信号进行模拟处理，主要包括射频低噪声放大、混频和滤波。第二阶段是对中频信号进行数字化处理，完成数字信号的滤波、算法处理等工作。最后一个阶段是根据算法测量目标的距离、速度等信息。本章通过详细分析相干双频激光雷达系统的探测原理、结构组成，研究了基于全相位FFT谱分析的相位测距法和基于拍频多普勒频移的测速法，完成了相干双频激光雷达的整体方案设计，搭建起一套相干双频激光雷达原理样机，并在外场实现了1.5 km目标的8 mm的测量精度，显著提高了外场测量距离。同时，利用相干双频激光外差干涉产生的射频信号实现了移动目标的速度测量，测量精度优于0.5 m/s。

## 2.2 相干双频激光源以及噪声分析：

### 2.2.1 相干双频激光源组成

相干双频激光源采用外调制声光移频器组成光纤马赫曾德尔（MZ）干涉仪，实现了单频连续激光到相干双频激光的转换，如图2.1所示。单频连续激光连接1×2耦合器的输入端将激光分为两束，分束比为 $\rho$ 。其中一束激光经过声光移频器（AOFS）后连接至2×1耦合器的一个输入端，另一束激光经过延迟光纤（Delay fiber）和偏振控制器（Polarization Controller）后连接至2×1耦合器的另一输入端（偏振控制器用于调节激光的偏振态提高两束激光的拍频效率）；移频光和非移频光通过2×1耦合器合束，形成相干双频激光。外调制单频激光实现的相干双频激光具有以下特点：1）全光纤结构，集成度高、易于操作；2）拍频相位噪声相对较低；3）频差由声光移频器决定，通常在100 MHz量级；4）两个光频率的强度可以通过调节耦合器的分束比和声光移频效率实现，原理上能够实现100%调制深度。

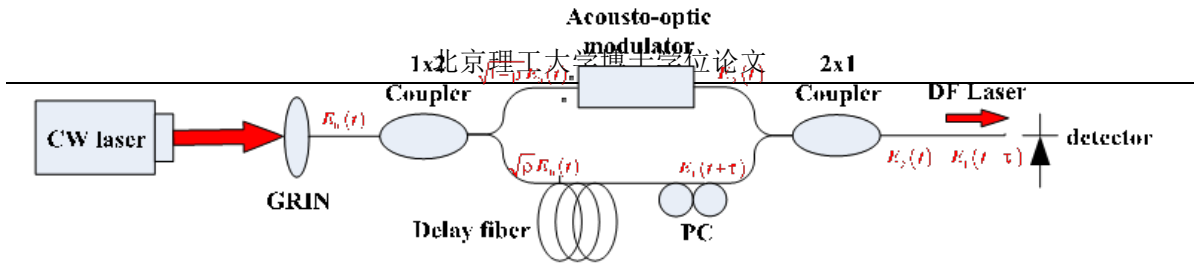


图2.1 基于马赫曾德尔干涉仪的双频激光

### 2.2.2 拍频信号的噪声模型

基于马赫-曾德尔干涉仪的相干双频激光源是通过单频激光调制产生的,其本身存在一定固有噪声,主要包括激光源引入的强度和相位噪声、声光调制器引起的射频噪声。单频激光源强度噪声主要是由激光器输出功率不稳定造成的,这和激光产生的机理相关,如增益介质的热不稳定性、泵浦功率的起伏、电子元器件的抖动、外界环境的温度变化、振动等。激光强度噪声(RIN)的定义为:单位时间内激光器输出光功率起伏的平均值 $\delta P(t)$ 除以单位时间内的激光器平均输出功率 $\langle P(t) \rangle$ ,即:

$$RIN = \frac{P(t) - \langle P(t) \rangle}{\langle P(t) \rangle} \quad (2.1)$$

RIN通常用dB/Hz表示一定带宽内的激光强度噪声。实验用激光器为NKT Photonics公司生产的型号为Y10的单频连续激光器,其RIN噪声低于-140 dB/Hz。与激光源相位噪声相比,由强度抖动引起的噪声很小,可忽略不计。下面主要分析激光相位噪声和声光射频噪声对拍频信号的影响。

基于声光移频的马赫曾德尔干涉仪如图2.1所示:单频连续激光经准直镜后耦合进入1×2光纤耦合器(1×2 Coupler),其中一束激光经声光调制器移频,另一束激光经过一段延迟光纤和偏振控制器,两束激光通过2×1耦合器合束,其中马赫曾德尔干涉仪的两臂长之差为 $\Delta L$ (延迟时间为 $\tau = n\Delta L/c$ ,  $n$ 为光纤折射率,  $c$ 为光速),光电探测器响应拍频信号。

#### 2.2.2.1 功率谱密度

输入的单频激光的电场表达式如下:

$$E_0(t) = E_0 \exp[j(\omega t + \theta_0(t))] \quad (2.2)$$

其中激光电场振幅为 $E_0$ ,角频率为 $\omega$ ,相位抖动表示为 $\theta_0(t)$ 。1×2 光纤耦合器将单频

激光分为两束，其中一束经过声光移频器，分别表达如下：

$$\begin{aligned} E_1(t) &= \sqrt{\rho} E_0 \exp[j(\omega t + \theta_o(t))] \\ E_2(t) &= \sqrt{\eta(1-\rho)} E_0 \exp[j((\omega + \Delta\omega)t + \theta_o(t) + \theta_e(t))] \end{aligned} \quad (2.3)$$

其中 $\Delta\omega$ 为声光移频器的调制频率， $\rho$ 为 $1 \times 2$ 耦合器的分束比， $\eta$ 为声光移频器的效率， $\theta_e(t)$ 是由声光调制器引入的相位抖动。移频光与非移频光（但有一定的时间延时）合束形成双频激光，其表达式如下：

$$E_{out}(t) = E_1(t + \tau) + E_2(t) \quad (2.4)$$

其中相干双频激光场为 $E_{out}(t)$ ，光纤延迟时间为 $\tau$ ，根据光电探测器的平方律响应特性，探测器输出的交流信号正比于 $I_{out}(t)$ ：

$$I_{out}(t) = \text{Re}[E_{out}(t) \cdot E_{out}^*(t)] = 2\sqrt{\eta\rho(1-\rho)} E_0^2 \cos(\Delta\omega \cdot t - \omega \cdot \tau + \Delta\theta_o(t, \tau) + \theta_e(t)) \quad (2.5)$$

其中 $\Delta\theta_o(t, \tau)$ 为时间差为 $\tau$ 的两束激光相位差抖动。对于平稳随机信号，其自相关函数与对应的功率谱密度构成傅里叶变换对：

$$\begin{aligned} R(t) &= \langle I_{out}(t') \cdot I_{out}^*(t'+t) \rangle = \\ &= \left\langle \begin{aligned} &4\eta\rho(1-\rho) I_0^2 \cos[\Delta\omega \cdot t' - \omega \cdot \tau + \Delta\theta_o(t', \tau) + \theta_e(t')] \\ &\cdot \cos[\Delta\omega \cdot (t'+t) - \omega \cdot \tau + \Delta\theta_o(t'+t, \tau) + \theta_e(t'+t)] \end{aligned} \right\rangle \end{aligned} \quad (2.6)$$

其中 $\langle \rangle$ 表示对信号进行时间平均。根据统计与噪声理论，假设信号源的随机相位抖动满足平稳随机过程，其服从均值为0，方差正比于 $\tau$ 的高斯分布。方差表达式如(2.7)、

(2.8)所示；其中 $\tau$ 为光纤延迟时间， $\tau_c$ 为激光的相干时间， $\tau_e$ 为声光调制器射频源的噪声参数：

$$\sigma_o^2 = \langle [\theta_o(t) - \theta_o(t - \tau)]^2 \rangle = \frac{2\tau}{\tau_c} \quad (2.7)$$

$$\sigma_e^2 = \langle [\theta_e(t) - \theta_e(t - \tau)]^2 \rangle = \frac{2\tau}{\tau_e} \quad (2.8)$$

其中 $\tau_c$ 和 $\tau_e$ 分别可以表述为 $\tau_c = 1/(\pi\Delta\nu_o)$ ， $\tau_e = 1/(\pi\Delta\nu_e)$ ， $\Delta\nu_o$ 和 $\Delta\nu_e$ 代表激光和射频源的线宽。将公式(2.7)、(2.8)代入(2.6)中，可得：

$$R(t) = \begin{cases} 2\rho(1-\rho)I_0^2 \cos(\Delta\omega \cdot t) \exp(-2\frac{\tau}{\tau_c}) \exp(\frac{t}{\tau_e}), & t < -\tau \\ 2\eta\rho(1-\rho)I_0^2 \cos(\Delta\omega \cdot t) \exp(2\frac{t}{\tau_c}) \exp(\frac{t}{\tau_e}), & -\tau < t < 0 \\ 2\eta\rho(1-\rho)I_0^2 \cos(\Delta\omega \cdot t) \exp(-2\frac{t}{\tau_c}) \exp(-\frac{t}{\tau_e}), & 0 < t < \tau \\ 2\eta\rho(1-\rho)I_0^2 \cos(\Delta\omega \cdot t) \exp(-2\frac{\tau}{\tau_c}) \exp(-\frac{t}{\tau_e}), & t > \tau \end{cases} \quad (2.9)$$

根据维纳-辛钦定理，自相关函数的傅里叶变换即为功率谱密度：

$$S_{I,out}(f, \tau) = \mathcal{F}\{R(t, \tau_c, \tau_e)\} \quad (2.10)$$

相干双频激光的拍频功率谱密度可表示为：

$$S_{I,out}(f, \tau) = 2\eta\rho(1-\rho)I_0^2 \exp(-2\frac{\tau}{\tau_c}) \exp(-\frac{\tau}{\tau_e}) \left[ \frac{\tau_e \cos((\omega - \Delta\omega)\tau) - \tau_e^2 (\omega - \Delta\omega) \sin(\omega - \Delta\omega)\tau}{\tau_e^2 (\omega - \Delta\omega)^2 + 1} \right] \\ - 2\eta\rho(1-\rho)I_0^2 \exp(-2\frac{\tau}{\tau_c}) \exp(-\frac{\tau}{\tau_e}) \left[ \frac{\left(\frac{2}{\tau_c} + \frac{1}{\tau_e}\right) \cos(\omega - \Delta\omega)\tau}{(\omega - \Delta\omega)^2 + \left(\frac{2}{\tau_c} + \frac{1}{\tau_e}\right)^2} - \frac{(\omega - \Delta\omega) \sin(\omega - \Delta\omega)\tau}{(\omega - \Delta\omega)^2 + \left(\frac{2}{\tau_c} + \frac{1}{\tau_e}\right)^2} \right] + 2\eta\rho(1-\rho)I_0^2 \frac{\left(\frac{2}{\tau_c} + \frac{1}{\tau_e}\right)}{(\omega - \Delta\omega)^2 + \left(\frac{2}{\tau_c} + \frac{1}{\tau_e}\right)^2} \quad (2.11)$$

从公式（2.11）可以看出，拍频信号功率谱密度由激光线宽、光纤延迟长度以及声光射频线宽决定。为了进一步分析拍频信号的相位噪声，需要深入研究拍频信号功率谱密度与相位噪声之间的关系。

### 2.2.2.2 相位谱密度

通常，强度抖动和相位抖动的射频信号可以表示为

$$V(t) = (V_0 + \varepsilon(t)) \cos(2\pi\nu_0 t + \theta(t)) \quad (2.12)$$

其中， $V_0$  表示信号的平均强度， $\varepsilon(t)$  表示偏离平均值的强度抖动， $\nu_0$  表示信号的中心频率， $\theta(t)$  表示偏离中心频率的相位抖动。

当角度 $\theta$ 接近 0（非常小）时，正弦函数 $\sin(\theta)$ 可以简化为 $\theta$ ，而余弦函数可简化为 1。那么，公式（2.12）可以化简为

$$V(t) = (V_0 + \varepsilon(t)) \cos(2\pi\nu_0 t + \theta(t)) \\ = (V_0 + \varepsilon(t)) \cos(2\pi\nu_0 t) \cos(\theta(t)) \\ - (V_0 + \varepsilon(t)) \sin(2\pi\nu_0 t) \sin(\theta(t)) \\ \approx (V_0 + \varepsilon(t)) \cos(2\pi\nu_0 t) - V_0 \sin(2\pi\nu_0 t) \theta(t) \quad (2.13)$$



显然，(2.13) 的第一项代表信号的强度噪声，第二项代表相位噪声。为了分析信号受相位噪声的影响，忽略其强度噪声，公式可进一步化简为

$$V(t) = V_0 \cos(2\pi\nu_0 t) - V_0 \sin(2\pi\nu_0 t)\theta(t) \quad (2.14)$$

射频信号  $V(t)$  的自相关函数可表示为

$$\begin{aligned} R_V(t) &= \langle V(t') * V(t'+t) \rangle \\ &= \frac{V_0 \cos(2\pi\nu_0 t)}{2} R_\theta(t) + \frac{V_0 \cos(2\pi\nu_0 t)}{2} \end{aligned} \quad (2.15)$$

其中， $R_\theta(t)$  是相位抖动的自相关函数， $R_V(t)$  是拍频的自相关函数。对上式进行傅里叶变换，可得：

$$S_V(\nu) = \frac{V_0}{4} \delta(\omega - 2\pi\nu) \otimes S_\theta(\nu) + \frac{V_0}{4} \delta(\omega - 2\pi\nu) \quad (2.16)$$

其中， $S_V(\nu)$  是  $R_V(t)$  的傅里叶变换，即拍频信号的功率谱密度； $S_\theta(\nu)$  是  $R_\theta(t)$  的傅里叶变换，即相位谱密度。通过分析拍频信号功率谱密度与相位谱密度之间的关系，理论上实现了相位谱密度与功率谱密度的转换。

### 2.2.2.3 拍频噪声分析

通常，我们假设激光线宽远大于声光移频器的射频线宽 ( $\Delta\nu_0 \gg \Delta\nu_e$  或者  $\tau_c \ll \tau_e$ )。因此，从单频激光相干时间角度分析，拍频噪声分析可以分为两种情况：1) 光纤延迟时间可比拟于激光相干时间 ( $\tau \approx \tau_c$ )；2) 光纤延迟时间远小于激光相干时间 ( $\tau \ll \tau_c$ )。下面分别根据这两种情况进行分析。

#### 1) 光纤延迟时间可比拟于激光相干时间 ( $\tau \approx \tau_c$ )

根据公式 2.11 和 2.16，计算拍频功率谱密度和相位谱密度，如图 2.2 所示。仿真参数如下：声光移频器射频频率  $\Delta\omega = 200$  MHz，线宽 1 Hz，光纤延迟长度 50 km，激光线宽 20 kHz。从仿真结果可以看出，当频偏处于低频段时 (0-10 kHz，10 kHz 为单边带激光线宽)，拍频噪声具有以下特点：1) 噪声较大；2) 噪声大小保持相对稳定且下降缓慢。当频偏超过 10kHz 时，拍频噪声显著下降。因此，我们可以得出结论：当光纤延迟长度可比拟于激光相干长度时，拍频线宽完全呈现出激光的相位噪声特性。这与经典的拍频线宽测量结果相吻合。

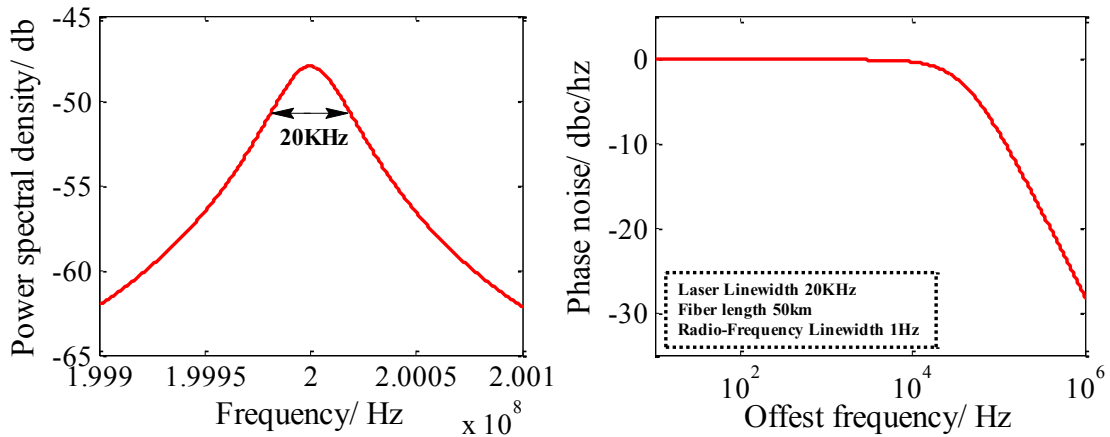


图 2.2 拍频噪声功率谱与相位谱分析。仿真参数设为射频频率 200 MHz，线宽 1 Hz，激光线宽 20 KHz，光纤延迟长度 50 km

当  $\tau \approx \tau_c$  时，对不同长度的光纤延迟和激光线宽对拍频相位噪声的影响进行分析。图 2.3 (a) 为激光线宽 20 KHz，声光调制器射频线宽 1 Hz 时，拍频相位噪声分布与光纤延迟长度的关系，可以发现当频偏处于低频段时（10 Hz - 10 kHz），激光线宽对拍频的影响极为明显，噪声大且下降极为缓慢；当频偏超过单边带激光线宽时（10 KHz），拍频噪声显著下降。图 2.3 (b) 为光纤长度 10 km、射频线宽 1 Hz 时的拍频相位噪声分布，与之前的分析结果相近，拍频相位噪声随着激光线宽的增大而显著增大。

总结：当光纤延迟时间可比拟于激光相干时间时，声光调制器射频噪声对拍频信号几乎没有影响（这是因为射频线宽远小于激光线宽），此时拍频信号的噪声由激光器线宽（激光器的相位噪声）和延迟光纤长度决定。根据上述分析可知，在长光纤延迟的马赫曾德尔光学系统中，减小激光线宽可以有效降低拍频信号的噪声。

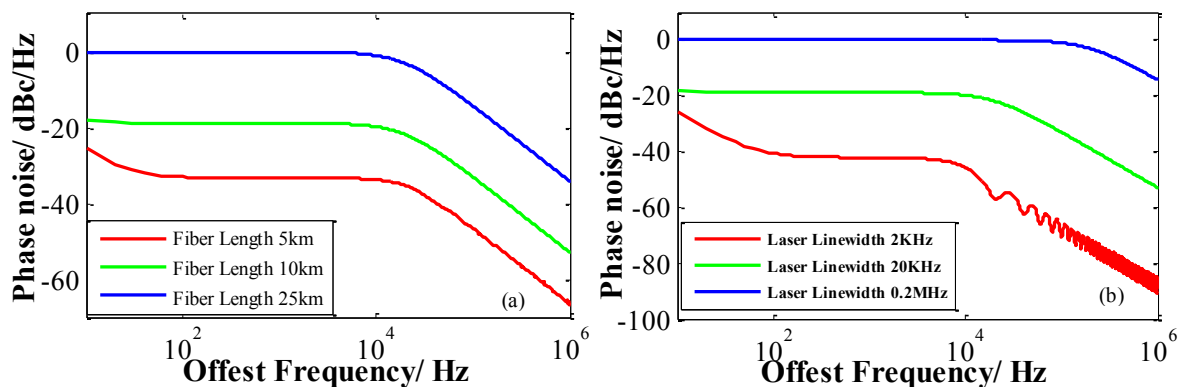


图 2.3 不同光纤延迟长度和激光线宽对拍频相位噪声的影响

2) 光纤延迟时间远小于激光相干时间 ( $\tau \ll \tau_c$ )

当光纤延迟时间远小于激光相干时间时，移频光与非移频光仍保持较高的相干性，激光相位抖动所引起的拍频噪声将远远小于 $\tau \approx \tau_c$ 的情况。根据公式 2.11 和 2.16，分别分析激光相位噪声、射频噪声、光纤长度对拍频信号的影响。首先，为了分析光纤长度对射频噪声的影响，仿真参数设置为激光线宽 2 kHz；射频噪声线宽 1 Hz；光纤延迟长度分别为 2 m、5 m 和 7 m，仿真结果如图 2.4 所示，其中 (a) 和 (b) 分别对应拍频功率谱密度和相位谱密度。从图中可以看出，不同光纤延迟长度下的拍频噪声在频偏较低时无法分辨（从功率谱上观察就是拍频线宽与射频线宽相同），且随着频偏增大噪声逐渐降低。当频偏增大到 20 kHz 后，不同光纤延时长度引起的拍频噪声出现差异：1) 光纤延时长度越大，噪声相对越大；2) 随着频偏增大，相位噪声趋于稳定，如光纤长度为 2m 时对应-114 dBc/Hz，7m 时对应-105 dBc/Hz。总结如下：当光纤延时远小于激光相干时间时，光纤长度引起的相位噪声主要体现在高频偏处且随着光纤延时的增大，拍频底噪逐渐提高。

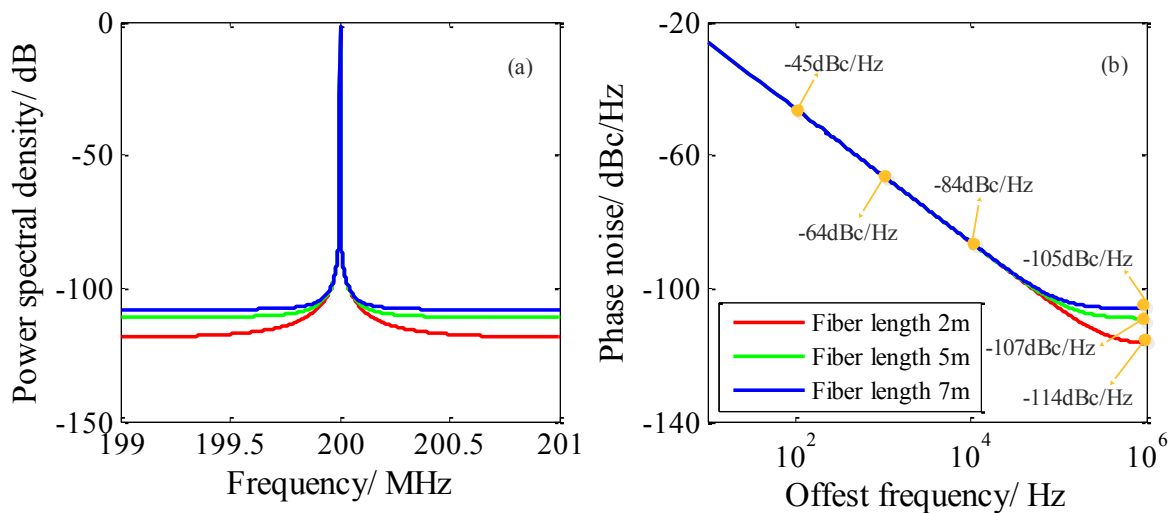


图 2.4 当 $\tau \ll \tau_c$ 时，不同光纤延迟长度对拍频相位噪声的影响：(a) 拍频功率谱密度；(b) 拍频相位谱密度

图 2.4 表明光纤延迟长度对拍频噪声的影响主要表现在频偏较高的位置，同时拍频的线宽与射频线宽基本吻合，这说明射频线宽极有可能是影响射频噪声的关键因素。因此仿真参数设置如下：光纤延时长度为 1 m，激光线宽为 2 kHz，射频线宽分别为 0.1 Hz、1 Hz、10 Hz，结果如图 2.5 (a) 和 (b) 所示，其中图 2.5 (a) 为拍频功率

谱密度，图 2.5 (b) 为相位谱密度。从图中可以发现，当射频线宽增大 100 倍时（从 0.1Hz 增大到 10Hz），频偏较低段（10Hz-100kHz）的拍频相位噪声增大了 45dBc/Hz，例如频偏 10kHz 的相位噪声从 -105dBc/Hz 增加到 -60dBc/Hz。接下来分析激光相位噪声对拍频噪声的影响。仿真参数设置为：光纤延时长度 1 m，射频线宽 1 Hz，激光线宽分别为 0.2 kHz、2 kHz 和 20 kHz，结果如图 2.5 (c) 和 (d) 所示，其中图 2.5 (c) 为拍频功率谱密度，图 2.5 (d) 为相位谱密度。仿真结果表明，在短延时情况下，激光线宽对拍频功率谱密度和相位噪声的影响有限，表现为：1) 不同激光线宽下的拍频噪声在低频处无法分辨，随着频偏增大噪声逐渐降低；2) 当频偏较大时（如增大到 200kHz），不同激光线宽引起的拍频噪声出现差异，即激光线宽越大，噪声相对越大。

当光纤延时远小于激光相干时间时 ( $\tau \ll \tau_c$ )，激光器相位噪声引起的拍频相位抖动较小，主要体现在高频处，此时拍频信号的噪声主要由声光调制器射频噪声影响。根据上述分析可知，在短光纤延迟的马赫曾德尔光学系统中，射频相位噪声可以直接转换为拍频的相位噪声，是影响拍频噪声的最主要因素。

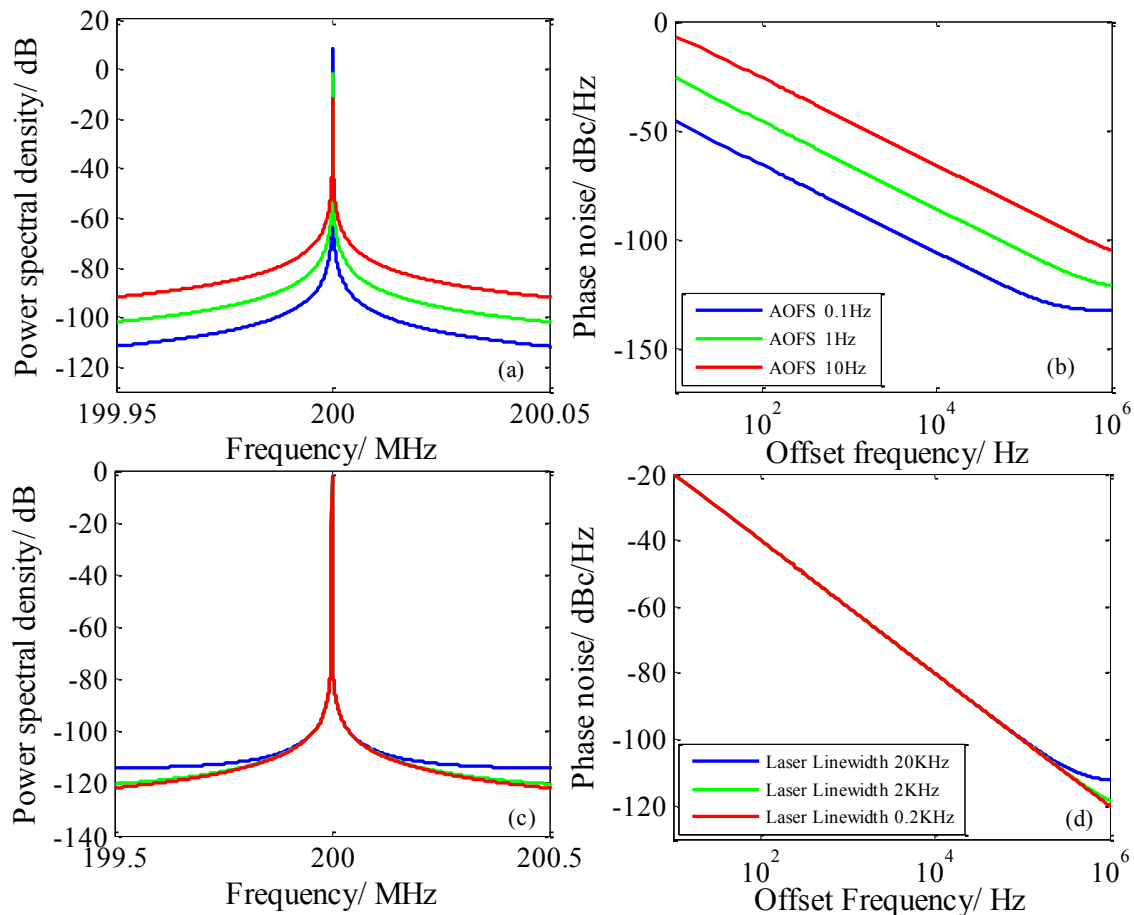


图 2.5 当 $\tau \ll \tau_c$ 时, 不同射频线宽以及激光线宽对拍频相位噪声的影响: (a)、(c) 拍频功率谱密度; (b)、(d) 拍频相位谱密度

### 2.2.3 实验研究

为了验证上述分析, 搭建如图 2.1 所示的马赫曾德尔干涉仪。单频激光源输出波长为 1064 nm, 线宽约为 2 kHz, 最大输出功率为 1 W。声光射频线宽约为 1 Hz, 频移量为 200 MHz, 衍射效率 $< 0.5$ 。1×2 耦合器的分束比为 1:2, 其中 67% 的激光通过声光移频器, 33% 的激光经过长度可调的延时光纤和偏振控制器。移频光与非移频光经 2×1 耦合器 (1:1 合束) 合并为一束。通过调节偏振控制器和声光效率使得移频光与非移频光的偏振态相同且功率比 1:1。实验上分别改变延迟光纤长度为 2, 3, 4, 5, 6 和 7 m, 测量拍频相位噪声, 结果如图 2.6 所示。蓝线虚线和绿色虚线分别为频偏 10 kHz 处和 1 MHz 处的相位噪声。从图中可以看出, 随着光纤长度的增加, 蓝色虚线在 -79 dBc/Hz 微小抖动, 绿色虚线从 -105.2 dBc/Hz 逐渐增加到 -100.5 dBc/Hz。与仿真结果相比(图 2.4(b)), 测量结果约高 5 dBc/Hz。例如当光纤长度为 5m 时, 测量结果与仿真结果分别为 -102.5 dBc/Hz 和 -107 dBc/Hz。这可能是由以下原因造成: 1) 声光射频源标称 1 Hz 线宽, 而实际线宽可能存在一定的误差; 2) 拍频噪声除了包括相位噪声外, 其他各种噪声(包括激光强度噪声、探测器散粒噪声、热噪声等)也会对测量结果产生一定的影响; 3) 噪声理论模型采用了最为经典的高斯白噪声来模拟激光相位噪声、射频噪声对拍频噪声的影响, 但实验器件(包括激光源和射频源)很有可能受到其他色噪声的影响而产生一定的误差。理论推导过程中采用了高斯白噪声模型而非其他色噪声模型, 是因为相比其他噪声模型, 高斯白噪声模型更具有一般性, 能较为全面地反映出激光线宽和射频源噪声对拍频信号的影响。值得注意的是, 随着光纤长度的增加, 频偏 10 kHz 处噪声基本稳定而频偏 1 MHz 处逐渐增加, 这与仿真结果的变化趋势也相吻合。图 2.6 (b) 为拍频信号的功率谱密度, 其中红线为仿真结果, 蓝线为实验结果。从图中可以看出, 两者在线宽上基本吻合, 但是实验结果呈现较强且具有一定规律的抖动(频率约在 1.25 kHz 左右)。这可能是由以下原因造成的: 1) 射频驱动信号的强度抖动; 2) 激光相位噪声中的色噪声。

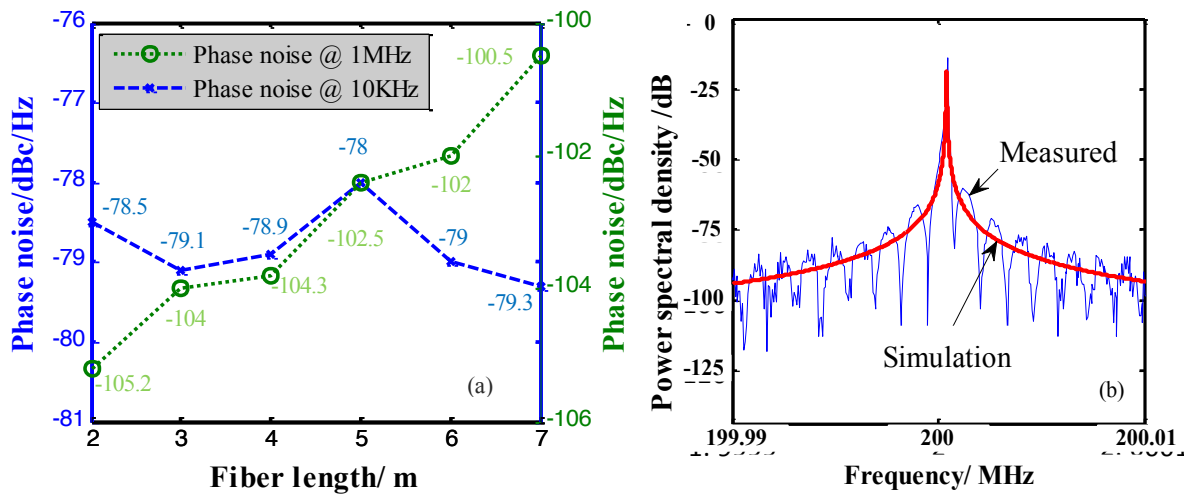


图 2.6 (a) 不同延迟光纤长度下的拍频相位噪声的实验结果；(b) 拍频功率谱密度，其中红线为仿真结果，蓝线为测量结果。

本文根据统计理论推导了相干双频激光的拍频功率谱密度和相位噪声分布，并基于该理论进行了实验验证。相干双频激光的拍频相位噪声主要由声光移频器的射频噪声、激光器相位噪声和延时光纤长度决定。当光纤长度可比拟于激光线宽时，拍频信号噪声主要由激光相位噪声转换而来，此时声光移频器噪声影响较小。因此在长光纤延时拍频探测系统中，通过降低激光源的相位噪声能够显著提高拍频信号的纯净度。当光纤长度远小于激光线宽时，拍频噪声主要来源于声光射频信号，激光线宽对拍频的影响较小。因此在短光纤延时系统中，通过降低声光射频信号的噪声能显著改善拍频噪声。综上所述，不论以何种方式应用，减少激光线宽、降低声光调制器噪声或者缩短光纤长度都可以有效的减小拍频噪声。但是，由于窄线宽激光器和高频率稳定度的声光射频源都较昂贵，所以应根据不同的应用环境和测量精度需求，合理选择器件参数。

## 2.3 相干双频激光雷达

### 2.3.1 相干双频激光雷达探测原理

相干双频激光雷达是利用在时间上和空间上完全重合的相干双频激光作为探测波。在进行激光探测时，将双频激光分为本振激光和探测激光，其中探测激光经目标散射后由接收光学系统接收，经过光电转换产生参考信号和探测信号，根据两路信号的频率差（用于Doppler测速）或相位差（用于相位测距），获得目标的距离和速度信

息。可以看出，这种新体制下的相干双频激光雷达系统既有激光雷达高空间分辨率的特点，又可以借鉴微波雷达成熟的信号处理技术，是综合了激光雷达与微波雷达二者的优势的一种新体制雷达。下面分别对探测原理进行详细分析：

### 2.3.1.1 相干双频激光的拍频多普勒测速原理

相干双频激光的电场强度可以表示为：

$$E(t) = E_1(t) + E_2(t) = A_1 e^{j(2\pi f_1 t + \varphi_1)} + A_2 e^{j(2\pi f_2 t + \varphi_2)} \quad (2.17)$$

其中 $f_1, f_2$ 为相干双频激光两个激光的频率； $A_1, A_2$ 为相干双频激光两个不同光频率对应的强度； $\varphi_1, \varphi_2$ 为相干双频激光两个光频对应的相位。经过分束器之后，相干双频激光被分成参考光束和探测光束：其中参考光束直接经光电转换为稳定的拍频信号（参考信号），根据激光外差干涉原理和光电探测器的响应特性，参考信号的频率和相位分别表示为：

$$f_R = f_1 - f_2 \quad (2.18a)$$

$$\varphi_R = \varphi_1 - \varphi_2 \quad (2.18b)$$

探测光束经大气传输、目标散射后，必然会产生附加相位；当目标移动时还会引起激光的多普勒频移。接收光学系统将目标散射后的激光汇聚，直接经光电转换产生拍频信号（探测信号），此时探测信号的相位和频率分别为：

$$f_S = f'_1 - f'_2 = (f_1 + f_{d1}) - (f_2 + f_{d2}) \quad (2.19a)$$

$$\varphi_S = \varphi'_1 - \varphi'_2 = (\varphi_1 + \varphi_{d1}) - (\varphi_2 + \varphi_{d2}) \quad (2.19b)$$

公式 2.19 中， $f'_1, f'_2$ 为多普勒频移后的相干双频激光的频率； $f_{d1}, f_{d2}$ 为两个光频对应的多普勒频移； $\varphi'_1, \varphi'_2$ 为相移之后的相干双频激光的相位值； $\varphi_{d1}, \varphi_{d2}$ 为两个光频对应产生的相移量。

相干双频激光雷达利用两个不同光频率产生的多普勒频移差，即拍频的多普勒频移进行测速。通过设计信号处理电路实现探测信号与参考信号的放大、混频和滤波，以获得拍频信号对应的多普勒频移：

$$f_a = f_S - f_R = f_{d1} - f_{d2} \quad (2.20)$$

根据多普勒原理，相干双频激光拍频信号对应的多普勒频移与目标移动速度的关系可以表示为：

$$f_a = f_{d1} - f_{d2} = \frac{2vf_1}{c} - \frac{2vf_2}{c} = 2v(f_1 - f_2)/c \quad (2.21)$$

其中， $v$ 为目标的移动速度； $c$ 是光速； $f_1 - f_2$ 为相干双频激光的拍频频率。那么，

目标移动速度可以用相干双频激光的多普勒频移表示为:

$$v = f_d \cdot c / 2v(f_1 - f_2) \quad (2.22)$$

根据公式 2.22, 相干双频激光探测系统将两个单频激光对应的多普勒频移转换为相干双频激光拍频信号的多普勒频移上, 且通过测量拍频信号的多普勒频移便可以实现目标的运动速度的测量。

### 2.3.1.2 多测尺相位测距原理

激光相位测距是通过测量射频调制激光在传输一定距离后的射频相位变化量, 来间接地获得激光的传播时间, 从而得到测量目标的真实距离。通常, 相位测距法具有测量精度高(通常可以达到毫米级), 但存在模糊距离(即测程短)的特点。为了缓解测量精度和模糊距离之间的矛盾, 本文通过调节声光移频器的调制频率, 实现了多测尺相位测距法。该方法能保证了测距精度, 又有效地消除了相位测距法固有的距离模糊问题。

利用射频调制的激光(此时为相干双频激光)进行相位测距时, 探测信号与参考信号分别经光电转换成射频信号, 经过模拟、数字信号处理, 即可得到探测信号与参考信号的相位差:

$$\varphi_d = \varphi_s - \varphi_r \quad (2.23)$$

其中,  $\varphi_s$ 、 $\varphi_r$  分别为探测信号和参考信号的相位,  $\varphi_d$  为相位差。值得注意的是, 当目标距离较远时, 该相位差并不一定在  $(0, 2\pi)$  范围内, 因此可以表示为

$$\varphi_d = 2m\pi + \Delta\varphi = (m + \Delta m)2\pi$$

其中,  $m$  是  $2\pi$  的整数倍,  $\Delta m$  是余数, 即  $\Delta m = \Delta\varphi / 2\pi$ 。根据激光相位测距原理, 探测信号与参考信号相位差与目标距离的关系为:

$$\varphi_d = 4\pi f_1 R / c \quad (2.24)$$

其中,  $f_1$  为相干双频激光的频差,  $R$  为收发光学系统相对于目标的距离,  $c$  为光速,  $\lambda = c / f_1$  为射频信号的波长。因此目标距离可表示为:

$$R = (m + \Delta m) \cdot \frac{c}{(2f_1)} = \frac{\lambda}{2} (m + \Delta m) = L_s (m + \Delta m) \quad (2.25)$$

从 (2.25) 可以看出, 如果  $m = 0$ , 即目标距离在射频信号的一个测尺内, 通过相位差或  $\Delta m$  就可以准确地测量目标距离  $R$ , 所以射频信号被认为是激光相位测距法的一把度量标准, 被形象的称之为“光测尺”。然而在实际应用中, 目标距离无法通过一个测尺直接得到  $m$  的具体数值, 因此相位差解算时只能测得  $\Delta\varphi$  的数值, 即只能确定



$\Delta m = \Delta\varphi/2\pi$ 。当目标距离  $L < \lambda/2$  时，通过测量相位差可准确获得距离

$$L = \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{\Delta\varphi}{2\pi} \quad (2.26)$$

当目标距离较远时，原则上可通过降低相干双频激光的频差（即提高信号的波长）使得  $L < \lambda/2$ ，以实现单个测尺确定目标距离。但实际的相位测量系统必定存在着鉴相误差。假设鉴相误差一定，测尺越大对应的距离误差也就越大。因此，模糊距离和测距精度需相互平衡以获得最佳的实验结果。为了缓解上述矛盾，本文采用多测尺测距的方法来实现远距离、高精度的距离测量。

### 2.3.1.3 全相位 FFT 测相位法

测相精度是激光相位测距系统的核心指标，其在一定程度上决定了测量距离的精度。全相位 FFT (apFFT) 谱分析法是一种较为常见的高精度相位测量方法，对比传统的傅里叶相位谱测量法，其能有效的抑制频谱泄露，适合应用于高精度激光相位测距系统中。下面简要的分析 apFFT 谱分析法的特点。

对于一段数字序列  $x(n)$ ，传统 FFT 相位谱分析法是截取长度为  $N$  的序列并直接进行傅里叶变换；而 apFFT 谱分析法要先经过全相位数据预处理后再进行傅里叶变换。因此，apFFT 与传统 FFT 的差别主要在于预处理方式的不同。如图 2.7 所示为 apFFT 谱分析的信号处理流程图。

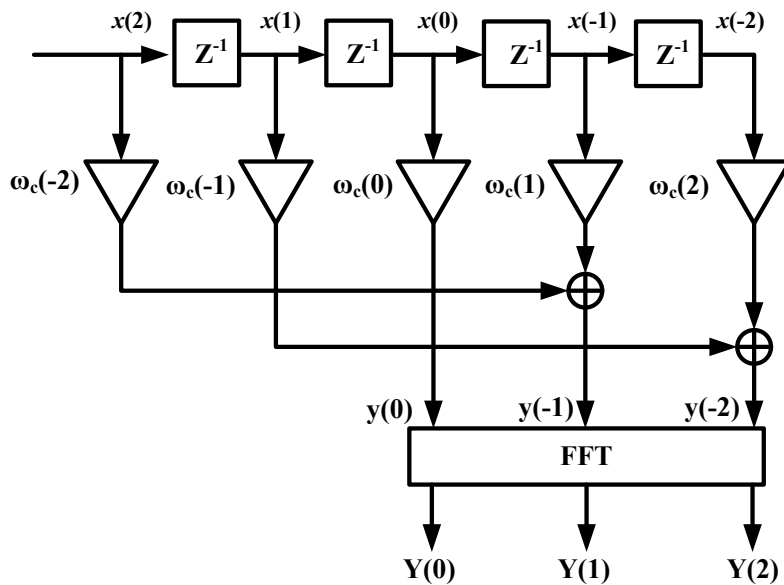


图 2.7 全相位 FFT 谱分析的信号处理流程图 (N=3)

下面分别对单频复指数信号进行传统 FFT 和 apFFT 谱分析，并对二者的谱分析结果进行对比。

### 1) 传统 FFT 谱分析

设单频复指数信号为 $x(t)$ :

$$x(t) = A \cdot e^{j(2\pi f_0 t + \varphi_0)} \quad (2.27)$$

其中， $A$ 为信号强度； $f_0$ 为信号频率； $\varphi_0$ 为信号的初相位。设采样频率为 $f_s$ ，使得 $f_0/f_s = m/N$ ，那么离散后得到长度为 $N$ 的信号：

$$x(n) = A \cdot e^{j(2\pi \frac{f_0}{f_s} n + \theta_0)} = A \cdot e^{j(2\pi mn/N + \theta_0)} \quad n \in [0, N-1] \quad (2.28)$$

设窗函数为 $\omega(n)$ ，长度也为 $N$ ，则加窗后的信号可以表示为

$$x_N(n) = x(n) \cdot \omega(n) \quad n \in [0, N-1] \quad (2.29)$$

对其作傅里叶变换得到

$$X_N(e^{j\omega}) = \frac{1}{2\pi} X(e^{j\omega}) * W(e^{j\omega}) \quad (2.30)$$

其中 $X(e^{j\omega})$ 和 $W(e^{j\omega})$ 分别为原信号和窗函数信号的傅里叶变换。

进而得到 DFT 后的信号：

$$X_N(k) = \frac{1}{2\pi} X(e^{j\omega}) * W(e^{j\omega}) \Big|_{\omega=\frac{2\pi}{N}k}, k = 0, 1, \dots, N-1 \quad (2.31)$$

假设所加窗函数为矩形窗，那么传统 FFT 频谱分析的结果为：

$$\begin{aligned} X_N(k) &= \frac{1}{2\pi} X(e^{j\omega}) * W(e^{j\omega}) \Big|_{\omega=\frac{2\pi}{N}k} \\ &= \frac{A}{2\pi} [2\pi\delta(\omega - \omega_0)e^{j\varphi_0}] * \left[ \frac{\sin(\omega N/2)}{\sin(\omega/2)} e^{j\frac{1}{2}(1-N)\omega} \right] \Big|_{\omega=\frac{2\pi}{N}k} \\ &= A \cdot \frac{\sin(\pi(k-m))}{\sin(\pi(k-m)/N)} \cdot e^{j(1-N)(k-m)\pi/N} \cdot e^{j\varphi_0} \end{aligned} \quad (2.32)$$

### 2) 全相位 FFT 谱分析

对信号 $x(t)$ 进行 apFFT 谱分析，同样以采样率 $f_s$ 对其进行采样，最终得到长度为 $2N-1$ 的离散信号：

$$x(n) = A \cdot e^{j(2\pi mn/N + \theta_0)} \quad n \in [-N+1, N-1] \quad (2.33)$$

在前面已经给出了 apFFT 的系统结构，其处理过程主要如下：

首先要对离散序列 $x(n)$ 进行数据分割，得到所有包含 $x(0)$ 且长度为 $N$ 的数据段 $x_i(n)$ ，其中， $i, n = 0, 1, \dots, N-1$ 。然后对每个数据段进行循环移位，得到新的数据段 $x'_i(n)$ ，根据 DFT 的移位性质，那么前后两信号对应的 DFT 有如下关系：

$$X'_i(k) = X_i(k)e^{j\frac{2\pi ki}{N}} \quad i = 0, 1, \dots, N-1 \quad (2.34)$$

由于傅里叶变换符合线性叠加原理，所以将 N 组数据先相加再做 DFT 与每段数据分别做 DFT 再进行相加的效果是等价的，由此可得 apFFT 谱分析的结果为：

$$\begin{aligned} X_N(k) &= \sum_{i=0}^{N-1} X'_i(k) = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} X_i(k)e^{j2\pi ki/N} \\ &= A \cdot \sum_{i=0}^{N-1} \left[ \sum_{n=0}^{N-1} x(n-i)e^{-j2\pi kn/N} \right] e^{j2\pi ki/N} \\ &= A \cdot \sum_{i=0}^{N-1} \left[ \sum_{n=0}^{N-1} e^{j[2\pi km(n-i)/N + \varphi_0]} e^{-j2\pi kn/N} \right] e^{j2\pi ki/N} \\ &= A \cdot e^{j\varphi_0} \sum_{i=0}^{N-1} e^{-j2\pi(m-k)i/N} \cdot \sum_{n=0}^{N-1} e^{j2\pi(m-k)n/N} \\ &= A \cdot e^{j\varphi_0} \frac{1-e^{-j2\pi(m-k)}}{1-e^{-j2\pi(m-k)/N}} \cdot \frac{1-e^{j2\pi(m-k)}}{1-e^{j2\pi(m-k)/N}} \\ &= A \cdot \frac{\sin^2(\pi(m-k))}{\sin^2(\pi(m-k)/N)} \cdot e^{j\varphi_0} \end{aligned} \quad (2.35)$$

对比公式2.32和公式2.35可以看出，当信号强度固定时，apFFT强度谱为传统FFT强度谱的平方，即信号旁瓣谱线相对于主谱线的比值也按照平方关系衰减，从而在一定程度上抑制了频谱泄露，使得主谱线更为突出。进一步比较相位特性，传统FFT相位谱中每条谱线对应的相位与其频率偏移值k-m有直接关系，而apFFT相位谱的相位值恒为中心样点处的相位值 $\varphi_0$ ，与频率偏移无关，即apFFT具有相位不变性。所以，当利用apFFT法进行相位解算时，从功率谱中找到峰值谱线，并计算出其对应的相位值。而传统的FFT方法只有在整周期采样时，才能准确获得样点的相位值，反之需要对频谱进行校正之后，才能准确获得输入序列中心样点的相位值。

### 2.3.2 相干双频激光雷达组成

相干双频激光雷达系统主要包括四个部分，分别为相干双频激光光源、激光发射/接收系统、激光探测系统和信号处理系统。其基本组成框图如图2.8所示。其中，相干双频激光光源是利用外调制声光移频器组成光纤马赫曾德尔（MZ）干涉仪，实现了单频连续激光到相干双频激光的转换。激光发射系统利用分束比为1:99光纤耦合器将双频激光分成参考光束和探测光束，探测光束经光纤放大器后由收发分置的发射光学系统发射到探测目标上。接收光学系统将目标散射回来的光信号直接耦合进多模光

纤中（多模光纤芯径为 $200\ \mu\text{m}$ ，与光电探测器的光敏面大小相同，提高回波功率）。光电探测系统分别完成探测光束和参考光束的光电转换，抑制各种噪声并提高拍频信号的信噪比。信号处理系统分为三个阶段：第一阶段是对光电探测器输出的拍频信号进行模拟处理，主要包括射频低噪声放大、混频和滤波。由于回波功率较低，探测器输出的拍频信号受到空间背景噪声、探测器热噪声的影响较大，信号功率比较低，通过低噪声放大技术能显著提高信号的功率以达到混频器的阈值。混频是利用与声光调制器射频同源但具有一定频差的本地信号对回波信号进行降频，得到中频信号。滤波是利用窄带滤波器滤除信号带宽以外的噪声，提高信号信噪比。第二阶段是对中频信号进行数字化处理，完成数字信号的滤波、算法处理等工作。最后一个阶段是根据算法测量目标的距离、速度等信息。下面分别对相干双频激光雷达系统的核心器件：相干双频激光源、光学放大器、收发光学系统和探测系统分别进行分析。

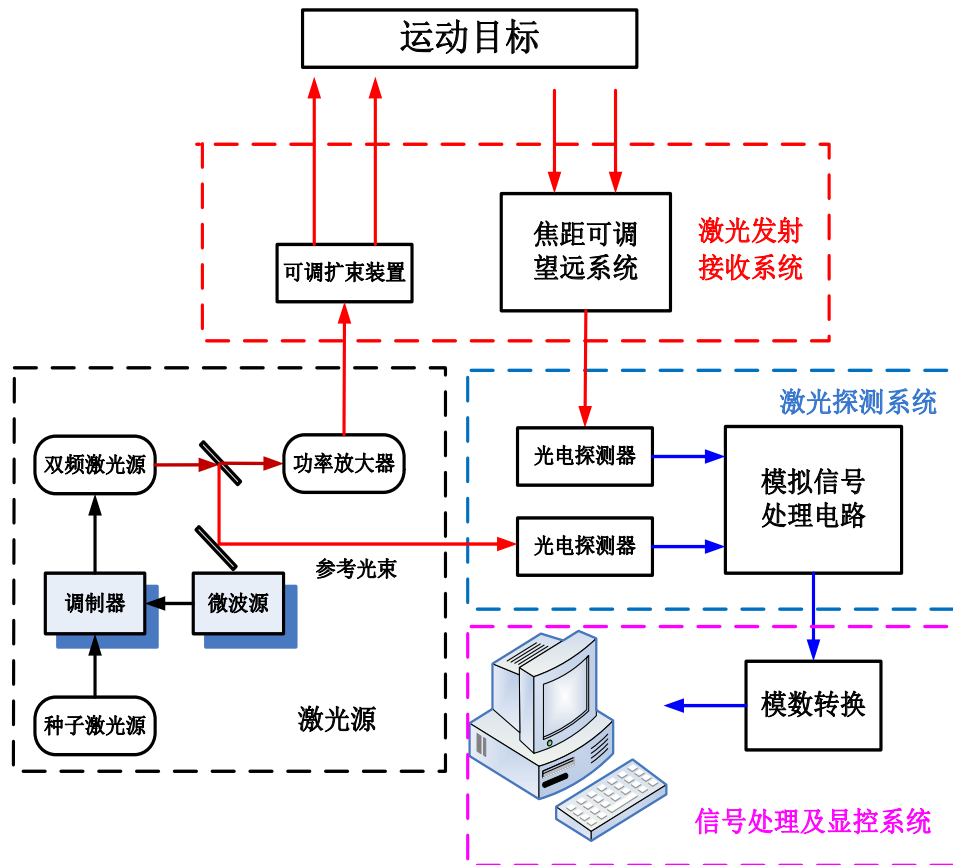


图 2.8 相干双频激光雷达系统示意图

### 2.3.2.1 相干双频激光源

相干双频激光源是利用单频种子激光构成光纤马赫曾德尔 (MZ) 干涉仪 (其中一条支路经过声光移频器), 结构如图2.1所示。单频种子激光通过1×2耦合器将单频激光分为两束, 其中一束经声光移频器 (AOFS) 后连接至2×1耦合器的一个输入端, 另一束光经过近似相同长度的延迟光纤 (Delay fiber) 后连接至2×1耦合器的一个另一输入端, 移频光和非移频光通过2×1耦合器合束, 形成相干双频激光。

#### (1) 单频激光源

光纤激光器的特点是光束质量好、结构紧凑、易集成、对环境的适应性较强。根据理论分析, 当马赫曾德尔干涉仪两臂延时近似相同时, 激光器的相位噪声对拍频的影响很小, 此时声光射频源噪声对拍频信号起到了决定性作用。根据上述分析, 单频种子激光选用丹麦 NKT 公司型号为 Koheras Boostik Y10 的光纤激光器, 该激光器具有线宽较窄 (约 10KHz), 强度噪声低等特点。其主要技术指标如表 2.1 所示, 实物如图 2.9 所示。

表 2.1 光纤激光器主要技术参数

项目	参数
激光波长	1064 nm
输出功率	1 W
线宽	< 10kHz
光束质量	$M^2 < 1.3$
相对强度噪声	< -140dBc/Hz@10MHz



图 2.9 光纤激光器实物图

## (2) 声光移频器

声光移频器是通过声光衍射效应实现激光频率的调制。通常，声光调制器主要由声光介质、压电换能器、射频源等组成。射频源产生的射频信号由压电换能器转换为声信号，并激发产生频率为 $f_m$ 的超声波。当光频率为 $f$ 的激光束通过声光介质并且入射角满足布拉格衍射条件时，激光频率会发生偏移 $f + f_m$ （或 $f - f_m$ ）。

利用光纤合束器将移频光与非移频光进行合束，即实现了频差为 $f_m$ 的相干双频激光。通过调节声光移频器驱动源的频率，可以改变移频光的频率，进而改变相干双频激光的频差。通过上述方式可以便捷、快速地实现不同的拍频信号的产生，以便于开展多测尺相位测距法的研究。根据系统要求，声光移频器和射频源技术指标如表 2.2 所示。

表 2.2 声光调制器及微波源技术参数

项目	参数
工作波长	1064nm ± 20nm
移频频率	180MHz – 220MHz
中频插入损耗	< 5dB
消光比	≥ 50dB
频率分辨率	≤ 1kHz
频率稳定度	0.005ppm (1Hz)
接口类型	RS232

### 2.3.2.2 光纤放大器

单频种子激光经过调制后产生相干双频激光，但受限于单频种子激光功率和移频器的损伤阈值，其输出功率仅在 mW 量级。为了增大输出功率以提高探测系统的工作距离，相干双频激光利用光纤放大器进行功率放大（最大功率 50 W）。实验采用三级主振荡功率放大系统对双频种子光功率进行放大，装置如图 2.10 所示。

双频种子光先经过第 I 级预放大，同时接入光纤隔离器以防止后向反射损坏相干双频激光源，波分复用器用于提供泵浦源（功率为 600 mW 的 976 nm 的半导体激光器），光纤长度为 5.5 m 的单包层掺 Yb<sup>3+</sup> 光纤 (Yb<sup>3+</sup>-Doped Fiber, YDF)（芯径尺寸 6/125 μm，数值孔径 NA=0.13）作为增益介质用于实现功率预放大。

预放大后的相干双频激光接入第 II 级光纤放大系统中，同理先连接光纤隔离器，抑制后向反射，并利用  $2 \times 1$  光纤合束器将功率为 10 W 的半导体激光器注入后续增益介质中。增益介质采用 5 m 长的双包层掺  $\text{Yb}^{3+}$  光纤（芯径尺寸  $10/125 \mu\text{m}$ ，数值孔径  $\text{NA}=0.075/0.46$ ）。由于两端光纤芯径尺寸不一致，为避免激光功率的大幅损耗，利用模场适配器（Mode Field Adaptor, MFA）对前后芯径不同的光纤进行过渡连接。

第 II 级光纤放大后的相干双频激光注入第 III 阶放大级，依次连接高功率的光纤隔离器和  $3 \times 1$  光纤合束器的一输入端，另外两个输入端连接两个功率分别为 35 W 的半导体激光器作为泵浦源，光纤合束器的输出端为非掺杂的双包层光纤，芯径为  $25/250 \mu\text{m}$ ，非掺杂光纤与相同芯径尺寸、数值孔径的大模场双包层掺  $\text{Yb}^{3+}$  光纤熔接。本级掺杂光纤在 976 nm 波长处的吸收率为 4 dB/m，计算相应的掺杂光纤最佳长度为 5 m。输出端相干双频激光连接一个高功率的包层功率剥除器和高功率隔离器，在提高光束质量的同时抑制反向光进入光纤放大系统毁坏器件。由于光纤数值孔径较大，使用透镜对最终输出的光束进行扩束、压缩发散角处理，最终将输出激光发散角压缩至 1 mrad，光束直径达到 5 mm。

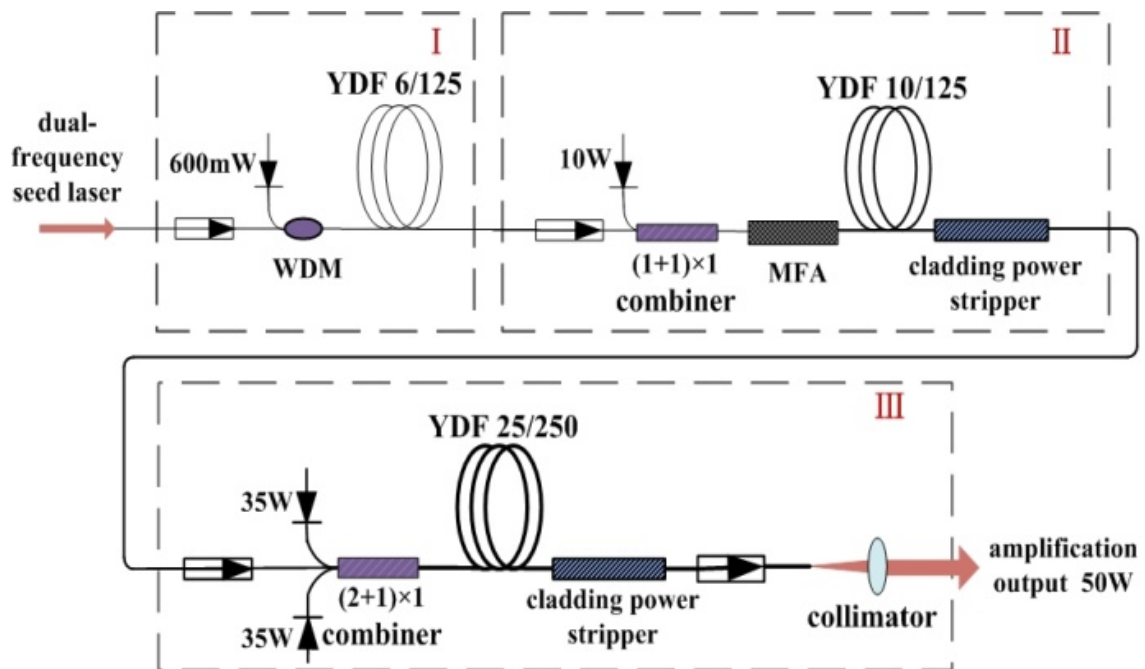


图 2.10 双频激光三级光纤放大器结构图

### 2.3.2.3 收发光学系统

收发光学系统采用收发分置的非共轴工作原理。为了能够实现较高的空间分辨率，激光发散角经发射光学系统后压缩至  $50 \mu\text{rad}$ 。下面分别简要分析发射光学系统和接收

光学系统的特性。

### 1) 发射光学系统

在相干双频激光雷达系统中，收发光学系统的作用是将相干双频激光准直后发射至目标，同时接收目标散射的双频激光信号。为了提高相干双频激光雷达的空间分辨率，设计了一套由主次镜构成的开普勒式望远系统。光纤放大器输出的大功率激光经一级准直镜扩束至直径5 mm、发散角1 mrad，再经过20×开普勒望远系统进一步扩束至直径约100 mm，发散角50  $\mu$ rad。发射光学系统结构如图 2.11 所示，技术指标如表 2.3 所示。

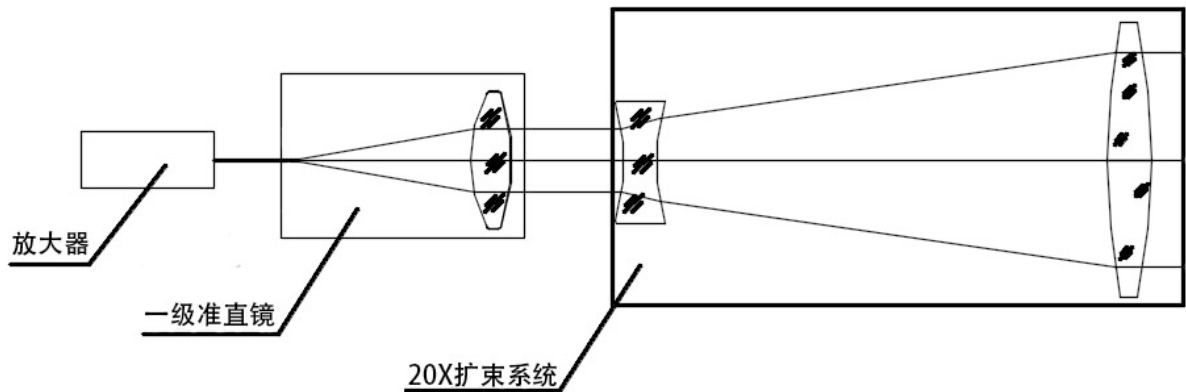


图 2.11 发射光学系统方案示意图

表 2.3 光学系统技术参数

项目	参数
工作波长	1064nm
光纤准直器焦距	18.4mm
目镜组焦距	-11mm
物镜组焦距	220 mm
发散角	31.8 $\mu$ rad
系统口径	110 mm

### 2) 接收光学系统

接收光学系统分为三个部分，包括物镜组、激光信号接收光路和共轴校准光路。其中激光信号接收光路和光轴校准光路利用一块二色分光镜复合而成，总体光路设计



如图2.12所示。物镜组采用三片透镜胶合而成，以达到消相差的作用。激光信号接收物镜针对532 nm和1064 nm的激光进行了共焦面消色差设计，有效焦距为EFL=318mm，透镜直径为 $\Phi 140$  mm，有效光学口径为 $\Phi 100$  mm。弥散斑半径RMS中心视场为 $9.2 \mu\text{m}$ ，边缘视场为 $18.6 \mu\text{m}$ 。MTF曲线在40线对/mm处中心对比度好于60%，边缘视场对比度好于30%，像质良好。

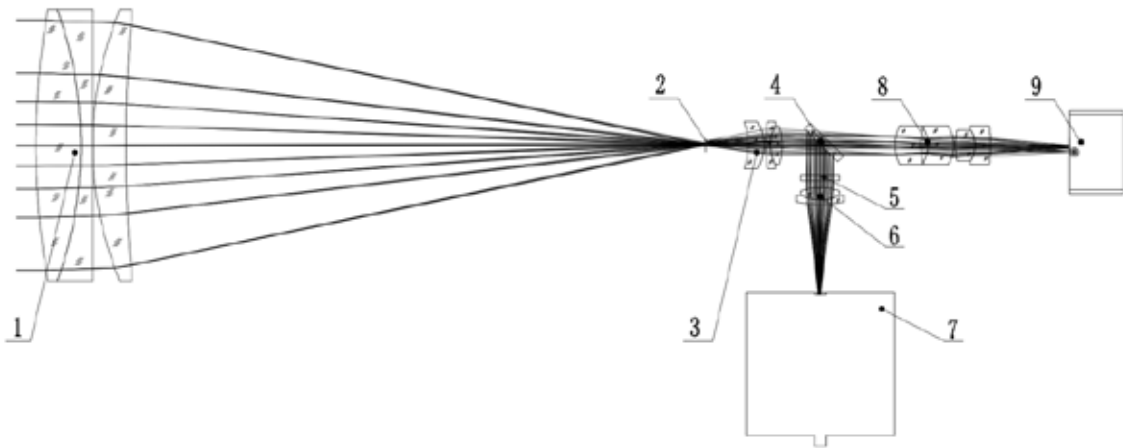
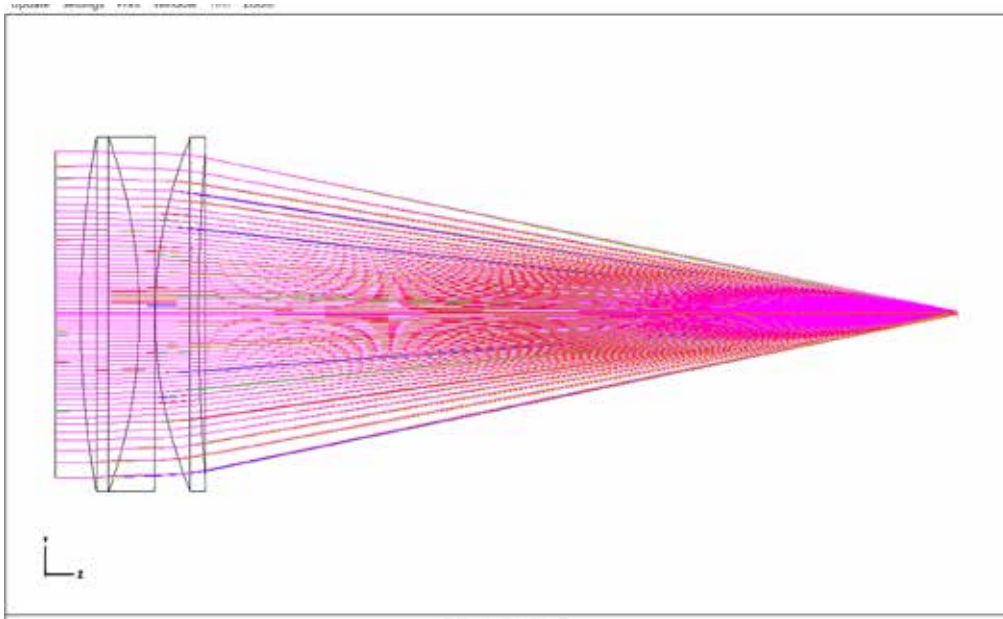


图 2.12. 接收光学系统示意图：1) 激光信号接收物镜 2) 视场光阑 3) 准直物镜 4) 二色分光镜 5) 窄带滤光片 6) 聚焦物镜 7) 探测器 8) 光轴校准物镜 9) 光轴校准 CCD



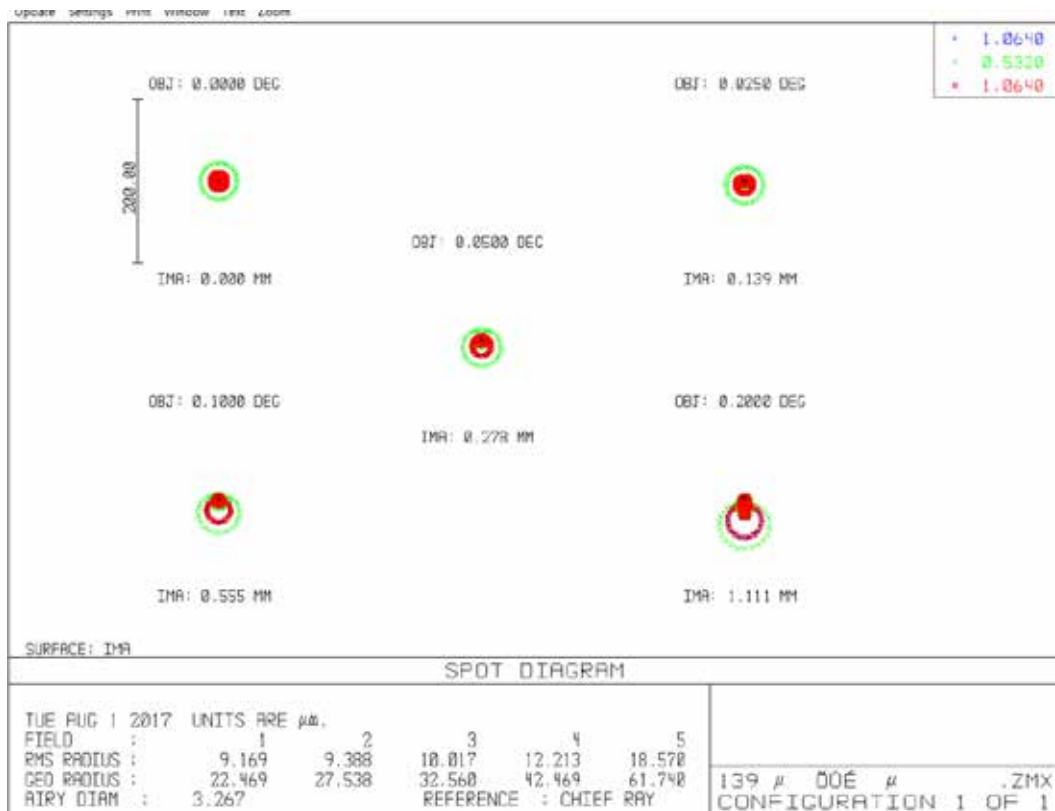


图 2.13 (a) 探测接收光学系统目镜仿真设计, (b) 接收目镜点列图

激光信号接收光路由激光信号接收物镜、视场光阑、准直物镜、二色分光镜、窄带滤光片、聚焦物镜、探测器组成。光阑孔径为0.2 mm，信号接收视场为 $0.2/318 = 0.00063$  rad，即0.63 mrad。准直物镜焦距EFL=32 mm，与激光信号接收物镜构成约 $318/32=9.93X$ 的望远系统。接收的 $\Phi 128$  mm口径激光回波经过望远系统被压缩为约 $\Phi 13$  mm，然后由二色分光镜反射穿过窄带滤光片，再被聚焦物镜聚焦到探测器焦平面上。聚焦物镜焦距EFL=52.5 mm，与前端望远系统共同组合成有效焦距EFL=521.7 mm的激光信号接收光路。图 2.15 给出了接收系统的点列图，焦点位置激光弥散圆半径RMS值中心视场为 $6.1\mu\text{m}$ ，边缘视场为 $19\mu\text{m}$ ，像质良好，可以满足信号接收要求。

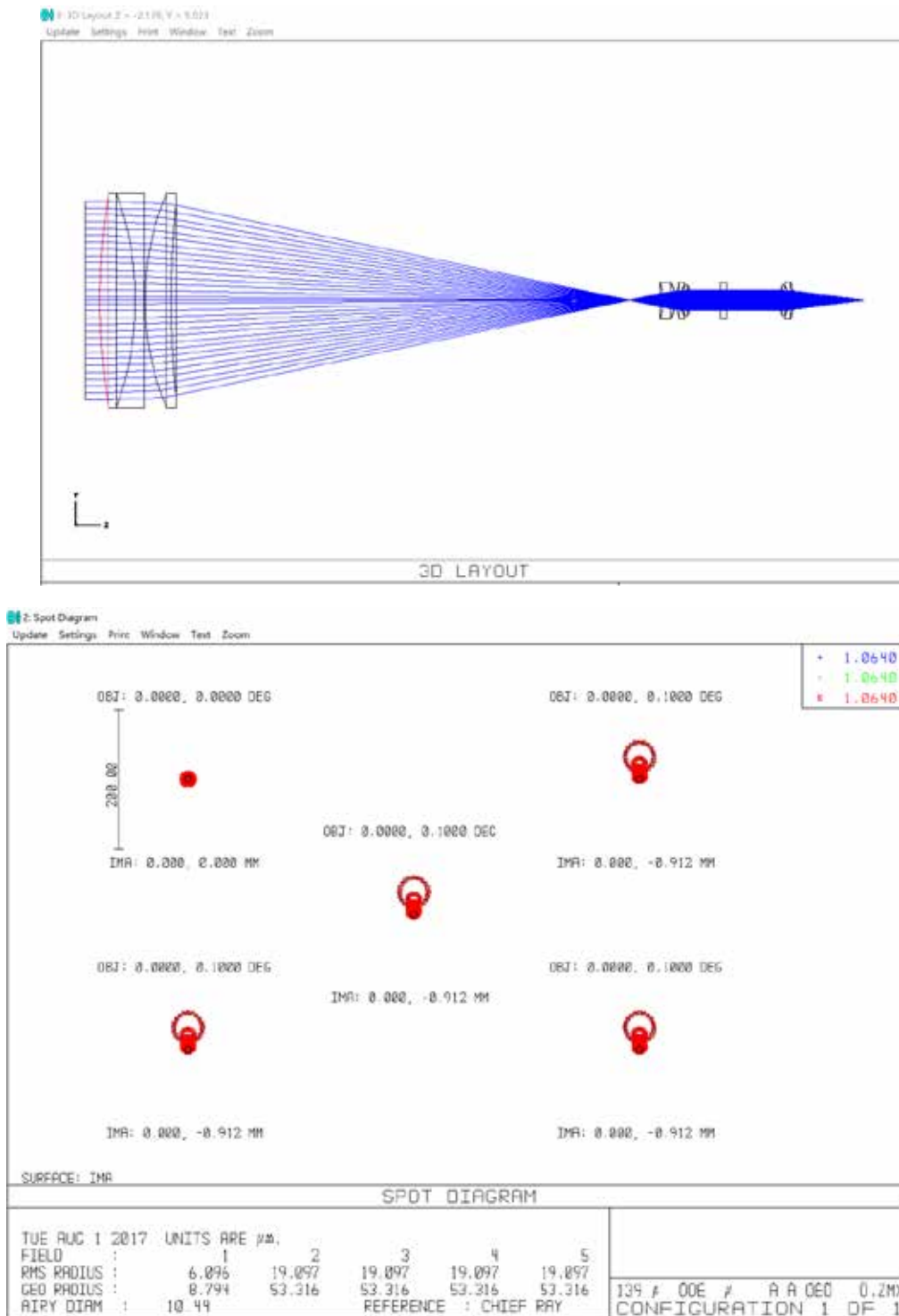


图 2.14 (a) 激光信号接收光学系统设计图, (b) 激光信号接收系统点列图

共轴校正系统由视场光阑、准直物镜、二色分光镜、窄带滤光片、聚焦物镜、探测器、光轴校准物镜、光轴校准 CCD 组成。光轴校准物镜与光轴校准 CCD 组成的视频监控与聚焦物镜和探测器组成的信号接收光路利用一块二色分光镜实现光轴同轴，

并利用结构组装成一个整体，调节探测器位置和光轴校准 CCD 的十字线，使得探测器光敏面与光轴校准 CCD 的十字线中心完全重合。

组合成一体的共光轴光学系统，共用一个准直物镜聚焦，使得视场光阑针孔、探测器靶面以及电子十字线中心形成空间共轭关系。调试好的共光轴接收系统成为一个独立的结构单元，再与激光信号接收物镜进行结构相连从而组合成最终的接收光学系统。图 2.15 为系统结构图。

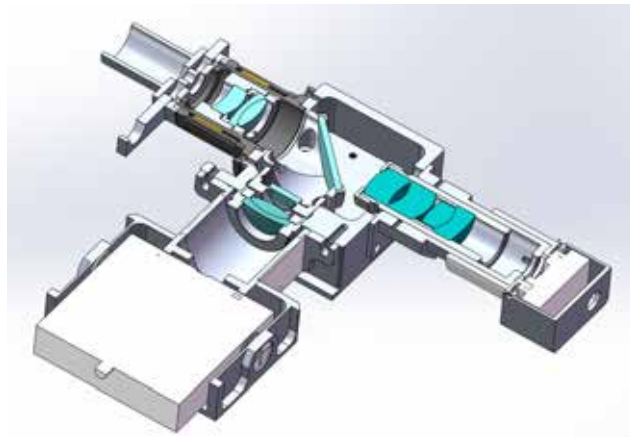


图 2.15 共光轴接收系统结构剖视图

根据光学系统的理论设计和仿真结果，加工了光学镜片及相应的机械结构，完成了组装调试工作。发射与接收系统均配备有 CCD 相机对视场进行监测，组装后的实物收发系统如图 2.16 所示。

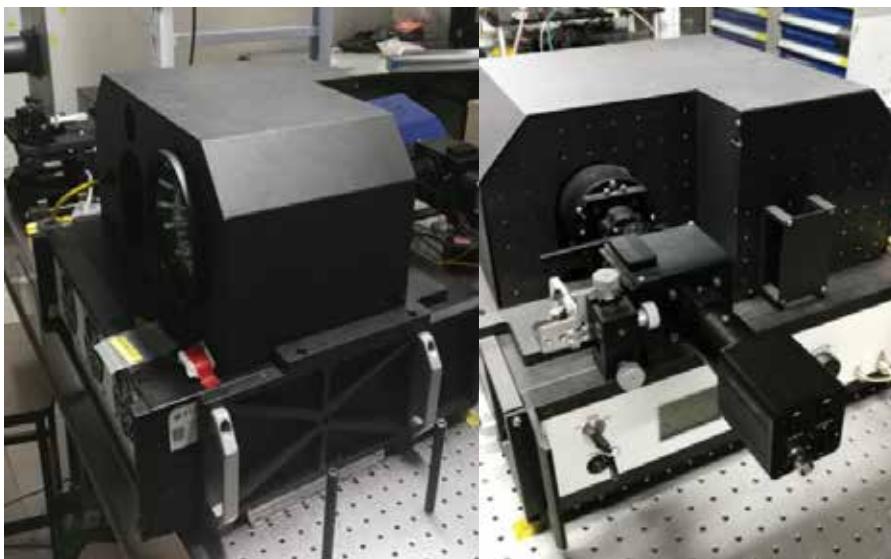


图 2.16 光学发射与接收系统实物图。左图为系统正面，右侧为系统背面

### 2.3.2.4 激光探测系统

激光探测系统主要包括光电转换模块以及信号放大电路，其主要功能是对拍频信号进行混频、滤波及放大处理，以提高探测灵敏度。光电探测和放大电路的设计流程框图如图 2.17 所示：

#### 1) 测距流程

探测器输出拍频回波信号，其频率分别为 200 MHz（200.04 MHz 和 202 MHz）。通过带通滤波器滤除低频噪声，并采用放大电路将其放大到混频器能够响应的信号强度。为了降低解算频率，探测信号和参考信号分别与声光调制器同源信号（201 MHz）进行混频，将信号频率降至 1 MHz 或 0.96 MHz。为了提高信号强度，减小信号的相位抖动，拍频信号分别经过带通滤波器和放大器。探测信号和参考信号经过相同的处理后，对两路信号分别进行鉴相处理。通过改变声光调制器的频率分别得到三个测尺（200MHz，200.04MHz 和 202MHz）的相位差信息，然后利用多测尺距离解算方法计算出最终的距离信息。

#### 2) 测速流程

固定拍频频率为 200 MHz，探测信号和参考信号分别经过相同的处理流程后与信号处理板的 201 MHz 信号进行混频和放大，分别对探测信号和参考信号采样并计算拍频频率。根据拍频多普勒测速原理，将两者相减得到多普勒频移信号，从而得到速度信息。

#### 3) 具体参数指标：

测尺：200MHz、200.04MHz 和 202MHz；

带通滤波器 1：201MHz 中心频率，带宽 $\leq$ 4MHz；

混频器：输入频率分别为 200 MHz，200.04 MHz 和 202 MHz，输出频率 $\leq$ 1MHz；混频器完成对探测信号的降频，三路信号分别为 200 MHz，200.04 MHz 和 202 MHz，本振信号为 201 MHz，所以混频器输入端带宽要覆盖上述范围；

信号处理板信号：输出频率 201 MHz 信号作为混频器另一端的输入信号，与回波信号进行混频，降低测相频率；

带通滤波器 2：中心频率 1 MHz，带宽 $<$ 200 kHz。

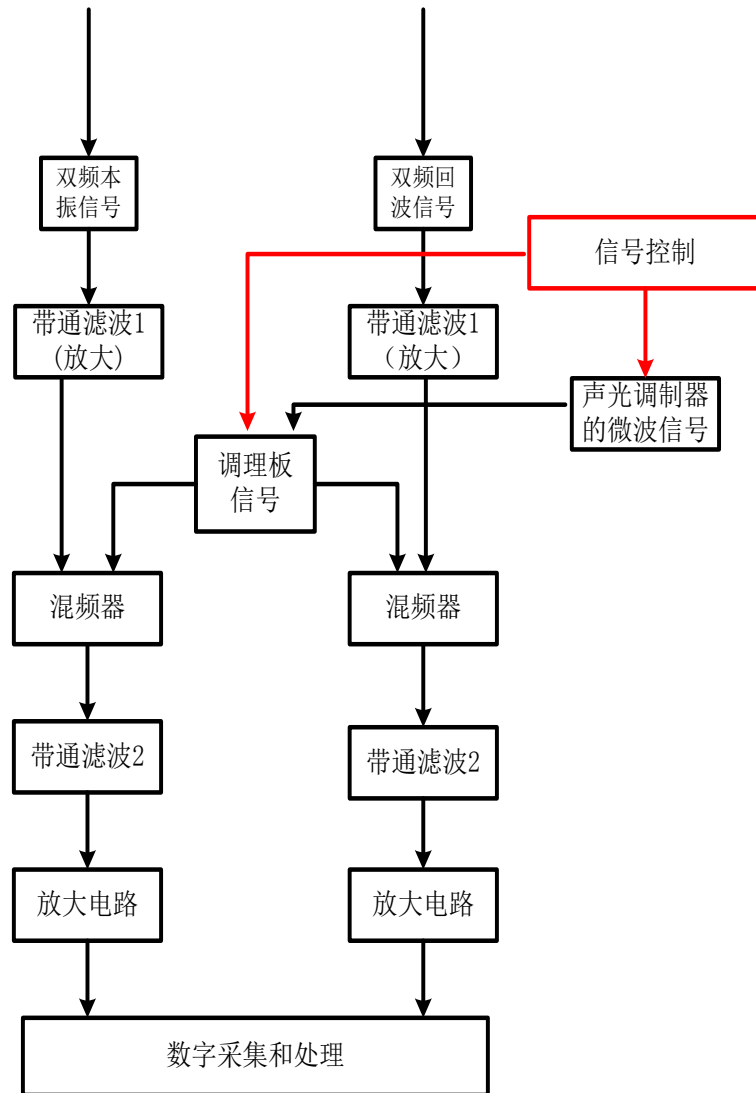


图 2.17 光电探测信号处理系统结构框图

### 2.3.3 相干双频激光雷达外场探测实验

根据相干双频激光雷达的探测原理，搭建相干双频激光原理样机，并进行外场实验来验证其在距离、速度测量方面的可行性。实验系统参数如下：

表 2.4 实验系统参数

项目	指标
单频激光波长	1064 nm
线宽	10 kHz
单频激光输出功率	10 mW

双频激光输出频率	3 mW
光纤放大器输出功率	< 50 W
双频频差	200 MHz / 202 MHz / 200.04MHz
发射激光口径	100 mm
发射激光发散角	< 50 $\mu$ rad
接收口径	100 mm
降频频率	1 MHz/0.96 MHz
探测器带宽	0 – 200 MHz
采样率	50 MHz

### 2.3.3.1 距离测量

距离测量分为实际距离和距离分辨率测量。首先，将目标靶板分别放置于 500 m, 750 m, 1000 m, 1250 m, 1500 m 处（该距离是利用脉冲测距机测量得到的，误差约为 1 m），利用相干双频激光雷达原理样机对目标靶测距 5 次，取平均值，实验结果如图 2-18（a）所示。首先，将目标靶放置在 500 m 处的导轨上，对目标靶测距 5 次，取平均值。为了证明相干双频激光的高精度测距能力，移动目标靶，移动距离分别为  $d=20$  cm, 40 cm, 60 cm；在各移动距离处，分别测量 5 次，记录测量结果取平均值。从测试结果（图 2-18（b））可以看出，当目标前后距离改变时，探测系统能够准确测量出目标的相对移动，测量误差小于 8 mm，证明了相干双频激光雷达的高精度测距能力。

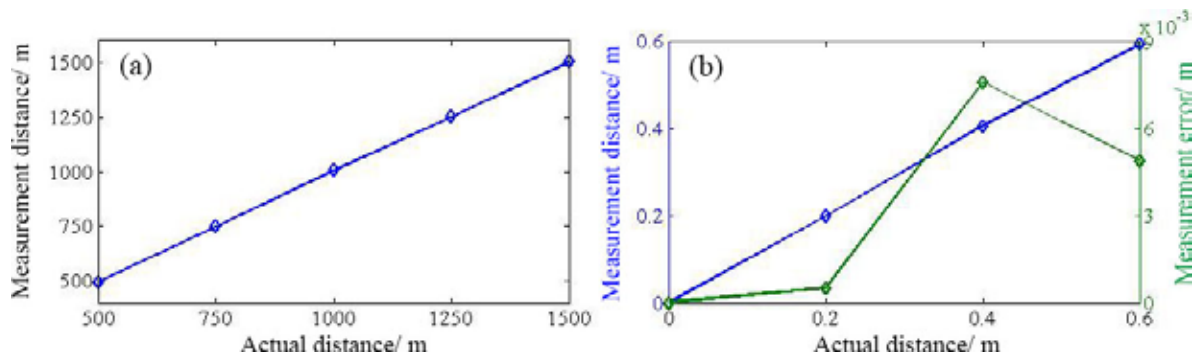


图 2.18 相干双频激光雷达距离测量实验结果：(a) 实际距离，(b) 距离分辨率

### 2.3.3.2 速度测量

将目标靶放置于电动汽车上，电动汽车沿着激光光路做直线运动，调节电动汽车

的速度分别为 3.89 m/s, 4.6 m/s, 5.9 m/s 和 6.7 m/s, 分别测量目标的多普勒频率, 测量次数为 9 次, 测量结果的平均值如图 2-19(a)所示:

从测试结果可以看出, 实际速度与测量速度存在一定误差, 且误差随着速度的提高逐渐较小。这是因为该系统的频率分辨率仅为 1 Hz, 当目标移动速度为 5.9 m/s 时其理论多普勒频移为 7.67 Hz, 而系统分辨率无法测量到 1 Hz 以下的频率, 因此存在较大的误差。当速度提高时, 多普勒频移增大, 相对误差降低。图 2-19(b)所示为速度 5.9 m/s 时的 9 次测量结果, 其中虚线为理论结果, 蓝线为测量结果。从图中可以发现, 测量的多普勒频移值分布于理论结果两侧。

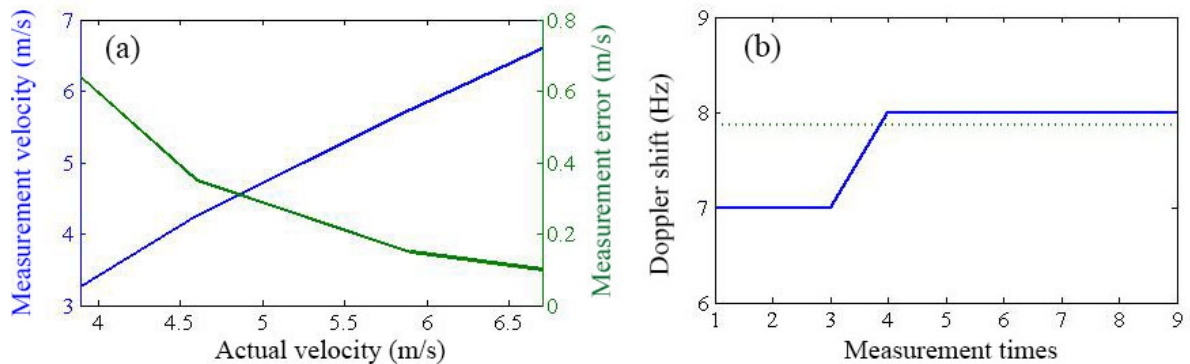


图 2-19 (a) 目标速度测量和误差测量结果; (b) 目标速度为 5.9 m/s 时的多次多普勒频移测量结果

## 2.4 结论

本章通过设计马赫曾德尔自外差干涉仪实现了单频连续激光向相干双频激光的转换, 并且根据随机过程理论推导了相干双频激光的拍频信号功率谱密度和相位噪声分布的表达式, 详细分析了激光线宽、声光射频源线宽和延迟时间对相干双频激光拍频的影响。在此基础上, 对相干双频激光雷达系统的工作原理和信号处理等关键技术进行了深入的分析与研究, 搭建一套相干双频激光雷达系统, 验证了其在速度、距离等方面的探测能力, 为这种新体制雷达在目标成像与识别、激光制导, 水下目标成像等领域的应用奠定技术基础。

## 第 3 章 基于声光频移反馈环路的射频调制激光及其谐波多



## 普勒测速研究

### 3.1 引言

相干双频激光雷达利用拍频多普勒频移法测量目标的移动速度。但受限于相干双频激光的拍频频率（200 MHz），低速目标的多普勒频移极低（Hz 级），这对探测系统提出了非常高的要求。为此，本章提出了构建频移反馈环路来提高激光调制频率的方法，即单频激光反复通过声光移频器实现高阶射频调制。

频移反馈激光是指在常规的 Fabry-Perot 腔(或者环形腔)内插入移频器，使得激光每次通过移频器时频率都发生变化，通过分析各阶谐波强度以及相位特性，实现超短、超高重频脉冲产生，光域实时傅里叶变换，光学频率梳，啁啾光源与宽谱光源的产生等。本章从光纤耦合器的耦合模方程出发，分析了对称型耦合器的传输矩阵，并根据传输矩阵详细分析了光纤环路的功率传输特性和相位传输特性。其次，根据声光互作用原理，建立了声光布拉格衍射传输方程，仿真分析了激光频率的微小改变对衍射效率的影响。最后，开展了频移反馈环路的理论和实验研究，创新性地提出了高阶谐波多普勒测速法。根据光纤环路中增益与损耗的关系，频移反馈环路可以分为低于环路震荡阈值的光频梳模式和达到环路震荡阈值的锁模激光模式。本章节主要研究低于震荡阈值时的光频梳模式，即稳定拍频信号时频域特性。在理论方面，根据激光环路的选频特性和声光移频特性，建立了延迟自外差干涉理论模型，数值仿真了激光环路长度、调制频率对射频调制激光时域波形的影响，分析了放大器增益系数对高阶谐波产生的作用。在实验方面，通过精确控制声光移频频率与频移反馈环路长度，时域上实现了脉冲、三角波、方波等典型波形的产生，频域上通过调节光纤放大器的输出功率产生了 17<sup>th</sup> 高阶拍频谐波。通过对比高阶谐波和基带信号的线宽，发现随着调制频率的上转换线宽并没有明显的恶化，这对于利用高阶谐波进行多普勒测速具有重要的意义。在此基础上，实验上分别利用 15<sup>th</sup> 高阶谐波和基带信号对移动目标进行了多普勒频移测量，实验结果证明：高阶谐波能有效改善低速目标的超低多普勒频移特性，显著提高速度分辨率。

### 3.2 频移反馈环路的组成

频移反馈环路结构如图 3.1 所示。2×2 耦合器的两个输入端分别连接单频连续激

光和经过频移、放大后的频移反馈激光，两个输出端分别连接声光移频器和探测输出端。声光频移量为 $\omega_0 = 2\pi f_0$ 。偏振控制器用于调节环路中的激光偏振态，使得在环路中往返的激光偏振保持一致，提高外差干涉效率。光纤放大器用于补偿环路中的损耗（包括耦合器插入损耗、光纤连接损耗、声光移频损耗等），提高输出频移光的功率。下面根据图 3.1 所示结构，分别分析光纤耦合器传输特性，光纤环路的传输特性和声光布拉格衍射效率。

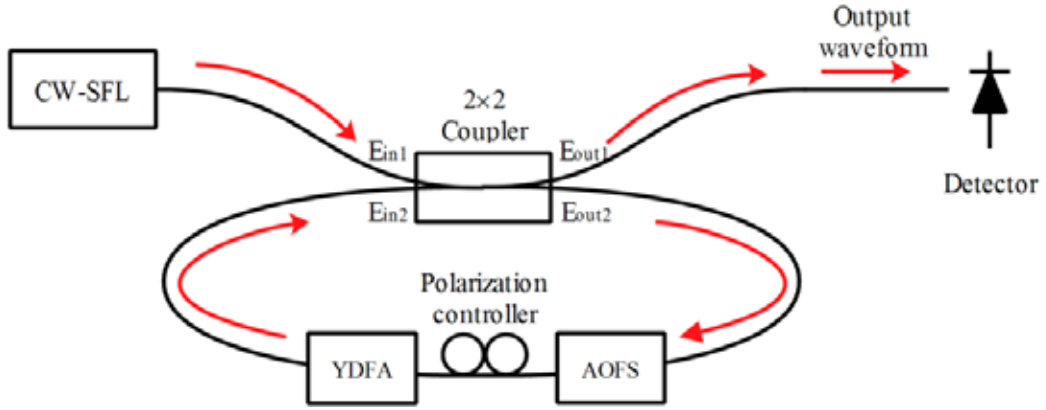


图 3.1 基于声光移频的频移反馈环路

### 3.2.1 光纤耦合器传输特性

光纤耦合器（Coupler）主要用于激光的分束或者合束，其传输特性对于频移反馈环路至关重要。光纤耦合器的传输特性通常用传输矩阵 $T_c$ 表示。对称型 $2 \times 2$ 耦合器的耦合模方程（Coupled-mode equation）可以表述为

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} = i\kappa A_2 + i\gamma(|A_1|^2 + \sigma|A_2|^2)A_1 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} = i\kappa A_1 + i\gamma(|A_1|^2 + \sigma|A_2|^2)A_2 \quad (3.2)$$

其中， $A_1$ 和 $A_2$ 分别为耦合器端口 1、2 的输入电场， $v_g$ 为光在光纤中的群速度， $\beta_2$ 为群速度色散， $\kappa$ 为耦合系数， $\gamma$ 为非线性常数。公式（3.1）和（3.2）中的最后一项 $i\gamma(|A_1|^2 + \sigma|A_2|^2)A_1$ 和 $i\gamma(|A_1|^2 + \sigma|A_2|^2)A_2$ 表示非线性效应，包括交叉相位调制（XPM）和互相相位调制（SPM）。由于本实验激光功率较低（mW 量级），因此可认为 $\gamma = 0$ 。当注入环路的激光为单频连续激光时，公式（3.1）和（3.2）电场随时间变化的因子也可以省去，公式可简化为：

$$\frac{dA_1}{dz} = i\kappa A_2 \quad (3.3)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = i\kappa A_1 \quad (3.4)$$

求解公式 (3.3) 和 (3.4), 输出端电场可表示为

$$\begin{pmatrix} A_1(L) \\ A_2(L) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\kappa L) & i\sin(\kappa L) \\ i\sin(\kappa L) & \cos(\kappa L) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1(0) \\ A_2(0) \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

其中,  $L$  为耦合区长度。对于对称型光纤耦合器, 其传输特性可以用传输矩阵  $T_c$  表示, 设  $\rho = P(L)/P_0 = \cos^2(\kappa L)$

$$T_c = \begin{pmatrix} \sqrt{\rho} & i\sqrt{1-\rho} \\ i\sqrt{1-\rho} & \sqrt{\rho} \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

由耦合器传输矩阵可知, 耦合器不具有方向选择性, 即激光传输方向、端口均具有对称性, 且耦合器的两个输出端存在  $\pi/2$  的相对相移。

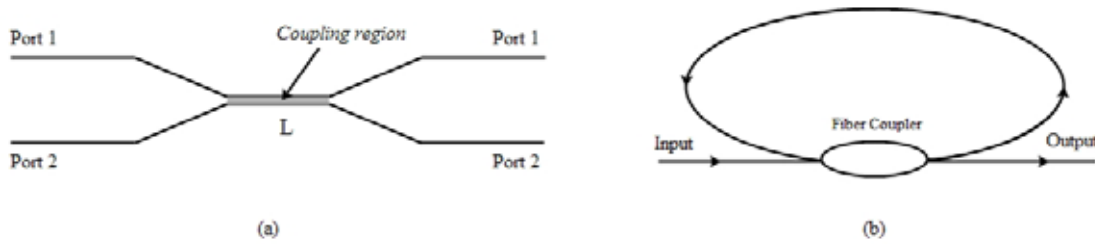


图 3.2 (a)  $2 \times 2$  光纤耦合器示意图; (b) 由  $2 \times 2$  光纤耦合器组成的光纤环路

### 3.2.2 光纤环路特性

通过连接  $2 \times 2$  光纤耦合器的输出端和输入端可以建立光纤环路, 如图 3.2 (b) 所示。假设  $A_i$  为输入激光场, 频率为  $\omega$ ;  $A_t$  为耦合器的输出场;  $A_c$  为进入环路中的激光场;  $A_f$  为光在环路中传输一周后反馈到耦合器输入端的电场, 根据光纤耦合器的传输矩阵可以表示为

$$\begin{pmatrix} A_f \\ A_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{\rho} & i\sqrt{1-\rho} \\ i\sqrt{1-\rho} & \sqrt{\rho} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_c \\ A_t \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

光在光纤环路中传输后,  $A_f$  与  $A_c$  之间的关系可以表示为

$$A_f/A_c = \exp[-\alpha L/2 + i\beta(\omega)L] \equiv \sqrt{a}e^{i\varphi} \quad (3.8)$$

其中  $a = \exp(-\alpha L) \leq 1$  表示激光在光纤中的传输损耗;  $\varphi(\omega) = \beta(\omega)L$  表示激光在环路中传输后的相移。定义耦合器输出端电场与输入端电场之比为传输系数  $t_r(\omega)$ , 根据公式 (3.7) 和 (3.8) 可得:

$$t_r(\omega) \equiv \sqrt{T_r}e^{i\varphi_t} = \frac{A_t}{A_i} = \frac{\sqrt{a} - \sqrt{\rho}e^{-i\varphi}}{1 - \sqrt{a\rho}e^{i\varphi}} e^{i(\pi+\varphi)}$$

(3.9)

假设损耗因子 $a = 1$ ，那么对于任何光频率 $\omega$ ，功率传输系数 $T_r = 1$ ，即光纤环路是一个全通滤波器。然而，输出光的相位与光学频率密切相关，可以表示为

$$\varphi_t(\omega) = \pi + \varphi + 2 \tan^{-1} \frac{\sqrt{\rho} \sin \varphi}{1 - \sqrt{\rho} \cos \varphi} \quad (3.10)$$

公式(3.10)右侧的三项分别来源于：1、 $\pi$ 是由于连续两次交叉通过耦合器时引入的相移；2、 $\varphi$ 表示光在环路中传输时产生的固定相移；3、第三项代表当光频率 $\omega$ 接近环路的腔频率( $f_c$ )时引入的额外相位。环路的腔频由环路的光学长度决定，定义为 $f_c = nL/c$ ，其中 $n$ 为光纤折射率、 $L$ 为环路长度、 $c$ 为真空中的光速。

根据公式(3.9)和(3.10)，分析光纤传输损失系数 $a$ 、 $2 \times 2$ 耦合器的分束比 $\rho$ 对环路传输效率和相位的影响。当损耗系数 $a = 0.95$ ，分束比分别为 $\rho = 0.1$ 、 $\rho = 0.25$ 、 $\rho = 0.5$ 、 $\rho = 0.75$ 和 $\rho = 0.9$ 时，传输效率、相位与归一化频率的关系如图3.3所示。蓝色线条(左侧一列)表示功率传输系数、红色线条(右侧一列)表示输出光相位。与无损耗( $a = 1$ )时不同，此时光纤环路的强度传输效率与光频率相关。而且当相位因子 $\varphi = \beta(\omega)L = 2m\pi$ 时，即满足光纤环路谐振条件，此时光强度传输效率明显低于非谐振条件。这是由于当光频率满足环形腔谐振条件时，输出光被耦合进入环路中反复循环，损耗较大，输出光功率降低。除此之外，当分束比逐渐增大时，谐振效应更为明显。输出光相位与分束比的关系如图3.3(红色线条)所示。随着输入光频率的增大，经过光纤环形腔后输出光相位呈阶梯型增大，而非线性关系，且阶梯型的拐点出现在谐振频率点处( $\varphi = \beta(\omega)L = 2m\pi$ )。随着激光传输损失的增大( $\rho$ 减少)，阶梯型变化逐渐平缓。

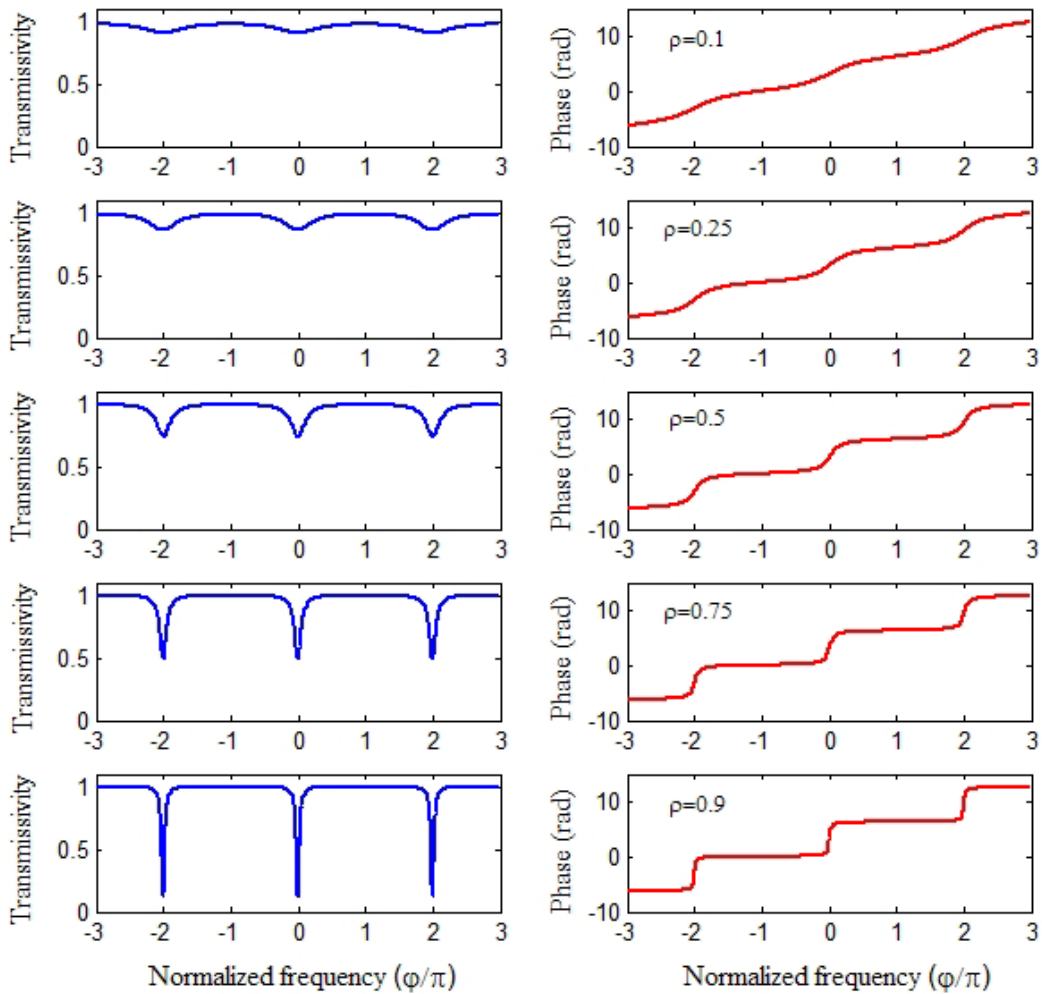


图 3.3 传输效率（左侧一列，蓝色线条）和输出光相位（右侧一列，红色线条）与输入光频率的关系；仿真时设定损耗系数  $a = 0.95$ （5%的损耗），分束比分别为  $\rho = 0.1$ 、 $\rho = 0.25$ 、 $\rho = 0.5$ 、 $\rho = 0.75$ 和 $\rho = 0.9$ 。

图 3.4 为输出光功率和相位与损耗系数的关系。仿真参数：耦合器分束比为  $\rho = 0.5$ ，损耗系数分别为  $a = 0.1$ 、 $a = 0.25$ 、 $a = 0.5$ 、 $a = 0.75$ 、 $a = 0.9$ 。与图 3.3 类似，同样可以发现输出光功率呈现负脉冲的形状。当光频率为环路谐振频率时，输出光强度明显衰减，形成极小值。对比发现，当损耗系数提高（实际光损耗降低）时，负脉冲宽度变窄，这是由于损耗降低时光可以在环路中反复循环。输出光相位与损耗系数的关系如图 3.4 右侧一列（红色线条），可以发现输出光相位与损耗系数无关，不随着损耗系数的改变而改变，而仅与分束比有关。

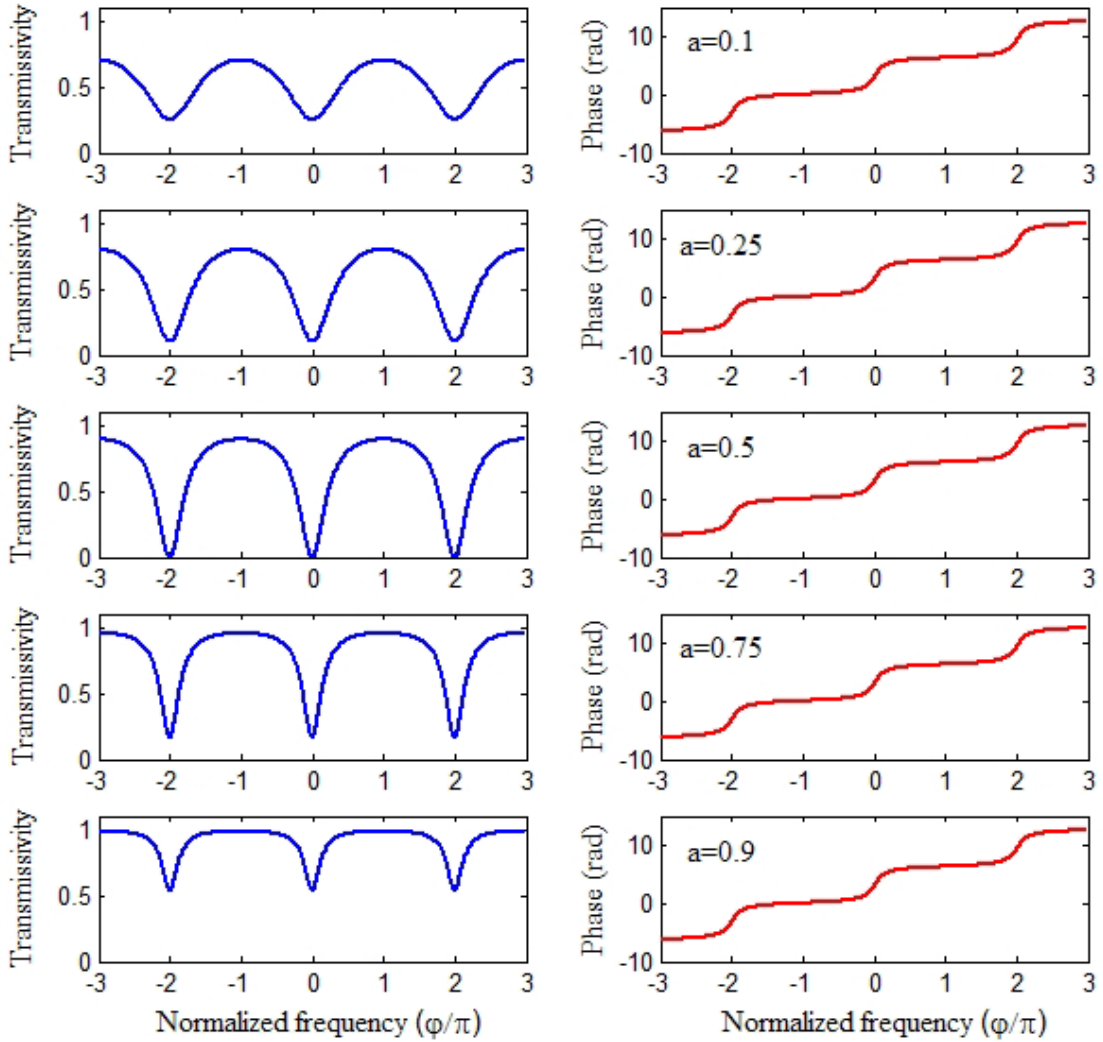


图 3.4 传输效率（左侧一列，蓝色线条）和输出光相位（右侧一列，红色线条）与输入光频率的关系；仿真时设定耦合器分束比  $\rho = 0.5$ ，损耗系数分别为  $a = 0.1$ 、 $a = 0.25$ 、 $a = 0.5$ 、 $a = 0.75$ 、 $a = 0.9$ 。

### 3.2.3 声光移频特性

声光移频器是利用声光互作用实现光的频率调制。激光通过声光介质时被超声光栅衍射，其频率和传播方向都发生变化。衍射光的频率在输入激光的频率上叠加了一个超声频率，造成声光移频。光频的改变量等于外加射频信号的频率。通过调节射频信号的频率，可以控制输出激光的移频量。同时为了尽可能的降低声光器件的衍射损耗，声光器件通常工作在布拉格衍射模式。

当声光器件工作在布拉格衍射模式时，其衍射传输函数  $r$  可表示为：

$$r = \frac{1}{2} j r' L \text{sinc} \left[ (q - 2k \sin \theta) \frac{L}{2\pi} \right] e^{j\Omega t} \quad (3.11)$$

其中  $r' = -q\Delta n_0 / (2n \sin^2 \theta)$ ,  $L$  为声光相互作用长度,  $q = 2\pi/\Lambda$ ,  $\Lambda$  为声波的波长 ( $\Lambda = v_s/f$ ,  $v_s$  为声音在介质中的传播速度,  $f$  为声波频率, 即驱动源射频频率),  $k = 2\pi/\lambda$  为入射光的波矢,  $\theta$  为激光的入射角,  $\Omega = 2\pi f$  为声波的角频率。衍射传输函数  $r$  与入射角  $\theta$  之间的关系由  $\text{sinc}[(q - 2k\sin\theta)L/(2\pi)]$  函数决定, 显然当入射角满足  $q - 2k\sin\theta = 0$  时, 衍射传输函数取最大值。此时, 得到经典的布拉格衍射角

$$\sin \theta = \sin \theta_B = \lambda / (2\Lambda) \quad (3.12)$$

图 3.5 (b) 所示为激光入射角与衍射传输函数的关系。当入射角偏离布拉格衍射角时, 传输函数急剧减小。且当  $\sin \theta - \sin \theta_B = \lambda / (2L)$  时, 衍射效率降低至 0, 衍射光消失。由于布拉格衍射角非常小 ( $mrad$  量级), 因此可用角度值等价替换正弦值, 即  $\theta - \theta_B = \lambda / (2L)$ 。通常声光相互作用长度  $L$  远小于激光波长 ( $\mu m$  量级), 因此当入射角偏离布拉格角度时, 衍射效率急剧下降。

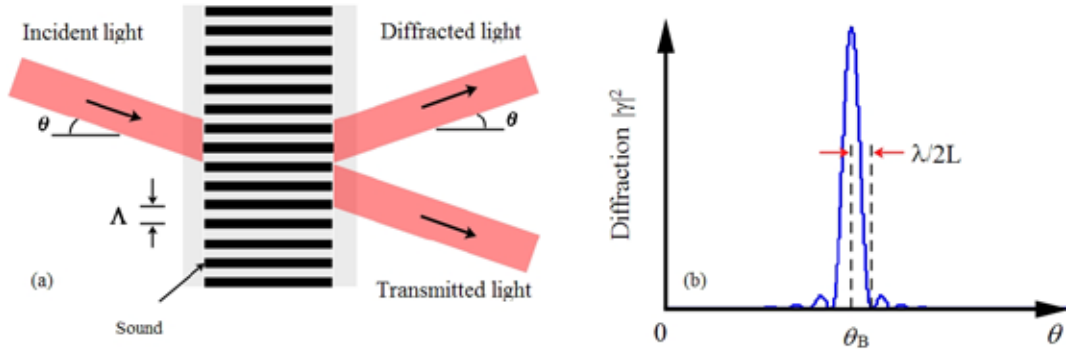


图 3.5 (a) 声光衍射示意图; (b) 布拉格衍射强度与入射角的关系

根据公式 (3.12), 布拉格衍射角与激光波长、声波波长的倒数 $\frac{1}{\Lambda}$ 成正比。因此, 当激光波长改变时衍射效率也随之变化。在频移反馈环路中, 单频激光经过多次频移后其波长发生微小变化, 原理上会引起衍射效率发生微小改变。图 3.6 所示为声光衍射效率  $|r|^2$  与激光波长  $\lambda$  的关系。仿真参数设为: 声光移频频率  $f = 200\text{MHz}$ 、声速  $v_s = 3\text{ km/s}$ 。当激光波长  $\lambda = 1\ \mu\text{m}$  时, 布拉格衍射角  $\theta_B = 66.7\text{ mrad}$ 。下面详细分析声光衍射效率下降 3 dB 时, 声光相互作用长度与激光频移量的关系。当声光相互作用长度  $L = 10\text{ mm}$  时, 激光频率偏移中心频率达到  $\Delta\omega_0 = 0.65\text{ nm}$  (对应光频率改变量为  $\Delta f_0 = 195\text{GHz}$ ), 即激光反复通过声光移频器  $n = \Delta f_0 / f = 975$  次。当声光相互作用长度  $L = 0.5\text{ mm}$  时, 激光半宽度提高至  $13\text{ nm}$  ( $\Delta f_0 = 3.9\text{THz}$ ), 即激光需要反复通过  $n = \Delta f_0 / f = 1.95 \times 10^4$  次声光移频器, 声光衍射效率才会下降至最高值的一半。由此可知, 当激光在环路中传输次数较小时, 衍射效率可在一定程度上认为是固定值。

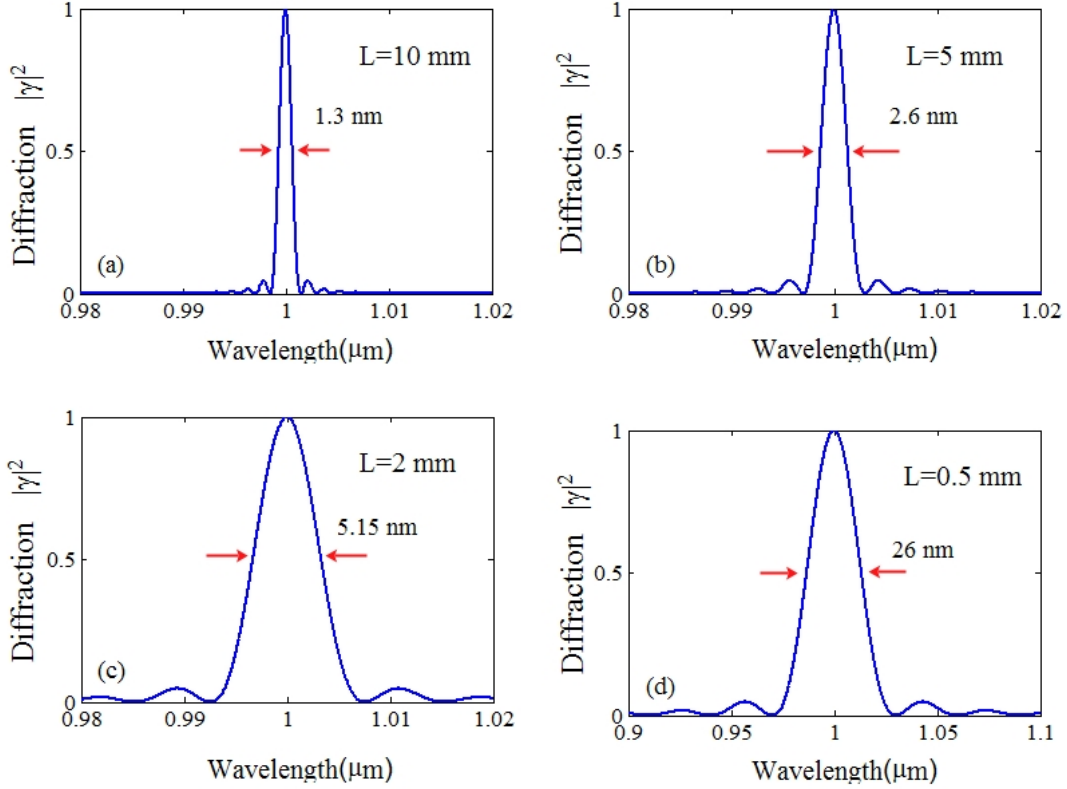


图 3.6 输入激光波长与声光衍射效率的关系；(a) - (d) 声光相互作用长度分别为  $L = 10 \text{ mm}$ 、 $L = 5 \text{ mm}$ 、 $L = 2 \text{ mm}$ 、 $L = 0.5 \text{ mm}$

### 3.3 频移反馈环路理论分析

频移反馈环路是在光纤环形腔内插入移频器，使得激光每次通过移频器时频率都发生变化，通过分析各阶谐波强度以及相位特性，实现任意波形发生和射频频率上转换。在 3.2 节中对频移反馈环路中涉及的光纤耦合传输特性、光纤环路特性、声光移频特性等进行了简要分析，这对于建立延时外差理论模型具有重要意义。

根据  $2 \times 2$  光纤耦合器的特性，设耦合传输矩阵  $[t_{ij}]$  ( $i$  和  $j$  分别表示耦合器输入端与输出端的对应序号)。实验装置如图 3-1 所示，单频激光 (CW-SFL) 电场表示为  $E_{in}$ ，输出激光电场表示为  $E_{out}$

$$\begin{bmatrix} E_{out1} \\ E_{out2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{in1} \\ E_{in2} \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

当环路闭合时，输入端口 2 的激光场 ( $E_{in2}$ ) 与输出端口 2 的激光场 ( $E_{out2}$ ) 可以表示为：

$$E_{in2}(t) = \gamma E_{out2}(t - \tau) e^{i2\pi f_{AO}(t - \tau)} \quad (3.14)$$



其中,  $\gamma$  ( $\gamma = \sqrt{\eta G}$ ) 是多项因子的乘积, 包括声光移频器效率  $\eta$ 、光纤放大器增益  $G$ ;  $f_{AO}$  是声光移频器的驱动频率;  $\tau$  是由环路长度决定的延迟时间  $\tau = nL/c$  ( $n$  为光纤折射率、 $L$  为环路长度、 $c$  为真空中的光速)。

根据公式 (3.13), 光纤耦合器输出端 2 的电场可以表示为:

$$E_{out2}(t) = t_{21}E_{in1}(t) + t_{22}E_{in2}(t) \quad (3.15)$$

根据公式 (3.14) 和 (3.15) 可得:

$$E_{out2}(t) = t_{21}E_{in1}(t) + t_{22}\gamma E_{out2}(t - \tau)e^{i2\pi f_{AO}(t-\tau)} \quad (3.16)$$

可以发现,  $t$  时刻的激光场  $E_{out2}(t)$  可以表示为  $t$  时刻的单频激光场  $E_{in1}(t)$  与  $t - \tau$  时刻激光场  $E_{out2}(t - \tau)$  的线性叠加。那么,  $t - \tau$  时刻的激光场  $E_{out2}(t - \tau)$  可以表示为  $t - \tau$  时刻的单频激光场  $E_{in1}(t - \tau)$  与  $t - 2\tau$  时刻激光场  $E_{out2}(t - 2\tau)$  的线性叠加, 同理可得

$$E_{out2}(t - \tau) = t_{21}E_{in1}(t - \tau) + t_{22}\gamma E_{out2}(t - 2\tau)e^{i2\pi f_{AO}(t-2\tau)}$$

$$E_{out2}(t - 2\tau) = t_{21}E_{in1}(t - 2\tau) + t_{22}\gamma E_{out2}(t - 3\tau)e^{i2\pi f_{AO}(t-3\tau)}$$

...

$$E_{out2}(t - n\tau) = t_{21}E_{in1}(t - n\tau) + t_{22}\gamma E_{out2}(t - (n+1)\tau)e^{i2\pi f_{AO}(t-(n+1)\tau)} \quad (3.17)$$

将公式 (3.17) 反复代入 (3.16) 中可以得到

$$\begin{aligned} E_{out2}(t) &= t_{21}E_{in1}(t) \\ &+ t_{21}t_{22}\gamma E_{in1}(t - \tau)e^{i2\pi f_{AO}(t-\tau)} \\ &+ t_{21}(\gamma t_{22})^2 E_{in1}(t - 2\tau)e^{i2\pi f_{AO}(t-\tau)}e^{i2\pi f_{AO}(t-2\tau)} \\ &+ t_{21}(\gamma t_{22})^3 E_{in1}(t - 3\tau)e^{i2\pi f_{AO}(t-\tau)}e^{i2\pi f_{AO}(t-2\tau)}e^{i2\pi f_{AO}(t-3\tau)} \\ &+ \dots \end{aligned} \quad (3.18)$$

对公式 (3.18) 归纳总结得到

$$E_{out2}(t) = t_{21} \sum_{p=0}^{\infty} (\gamma t_{22})^p E_{in1}(t - p\tau) e^{i2\pi f_{AO}(t-\tau)} e^{-i\pi f_{AO} p^2 \tau} \quad (3.19)$$

耦合器输出端口 2 为频移反馈激光的输出端, 根据公式 (3.13) 和 (3.19), 可得:

$$E_{out1}(t) = t_{11}E_{in1}(t) + t_{12}E_{in2}(t)$$

$$\begin{aligned}
&= t_{11}E_{in1}(t) + t_{12}\gamma E_{out2}(t - \tau)e^{i2\pi f_{AO}(t-\tau)} \\
&= t_{11}E_{in1}(t) + t_{12}\gamma t_{12} \sum_{p=0}^{\infty} (\gamma t_{22})^p E_{in1}(t - p\tau)e^{i2\pi f_{AO}(p+1)(t-\tau)} e^{-i\pi f_{AO}p^2\tau}
\end{aligned} \tag{3.20}$$

假设耦合器输入端为单频连续激光( $P_{in}$ 为连续激光功率), 公式 (3.20) 可化简为:

$$E_{out1}(t) = \left[ t_{11} + t_{12}\gamma t_{12} \sum_{p=0}^{\infty} (\gamma t_{22})^p e^{i2\pi f_{AO}(p+1)(t-\tau)} e^{-i\pi f_{AO}p^2\tau} \right] \sqrt{P_{in}} \tag{3.21}$$

从频域角度分析, 公式 (3.21) 可描述为

$$P_{out}(t) = P_0 + \sum_{p=1}^{\infty} [P_n e^{i2\pi p f_{AO} t} + cc] \tag{3.22}$$

不同谐波的相对强度可表示为

$$|P_n| = (\Gamma T_{11})^{p/2} T_{12} \sqrt{\frac{(1 - \Gamma)^2 + 4\Gamma \sin^2(p\pi f_{AO}\tau)}{(1 - \Gamma T_{11})^2 + 4\Gamma T_{11} \sin^2(p\pi f_{AO}\tau)}} \tag{3.23}$$

其中,  $\Gamma = |\gamma|^2$ ,  $T_{ij} = |t_{ij}|^2$ 。根据公式 (3.21) 和 (3.23) 可以发现, 调制频率和环路长度的相对关系决定了各阶谐波的相对强度以及相位, 因此通过选择不同的调制频率和光纤长度理论上可以实现不同的波形。

### 3.4 频移反馈环路实验

光纤频移反馈激光实验装置如图 3.1 所示。光纤单频激光的输出功率  $> 10 \text{ mW}$ , 中心波长  $1064 \text{ nm}$ , 线宽  $< 10 \text{ kHz}$ 。 $2 \times 2$  光纤耦合器的传输系数测量为  $[t] = \begin{bmatrix} 0.60 & 0.59j \\ 0.54j & 0.60 \end{bmatrix}$  (理论上应为  $\begin{bmatrix} \sqrt{2}/2 & \sqrt{2}j/2 \\ \sqrt{2}j/2 & \sqrt{2}/2 \end{bmatrix}$ )。声光移频器的驱动频率  $200 \text{ MHz}$ , 可调谐范围  $\pm 5 \text{ MHz}$ 。声光衍射效率为  $\eta = 0.41$  (在输入激光中心频率  $1064 \text{ nm}$ , 声光射频信号  $200 \text{ MHz}$  下测量)。实验中通过加入不同长度的短光纤实现光纤环路长度的调节。实验用光纤放大器为上海瀚宇光纤通信公司提供的模块化掺镱光纤放大器 (YDFA),

工作波长 $1\ \mu\text{m}$ , 输入激光功率 $\geq 1\ \text{mW}$ , 输出激光功率连续可调( $10\text{mW} - 500\text{mW}$ )。光电探测器带宽 $3.5\ \text{GHz}$ , 示波器带宽 $1\ \text{GHz}$ , 频谱分析仪带宽 $6\ \text{GHz}$ 。下面分别从任意波形发生、射频频率上变换角度分析声光移频量、光纤环路长度、光纤放大器增益对输出激光的影响。

### 3.4.1 任意波形发生

根据公式(3.21)和(3.23)可知, 光纤环路长度与射频频率直接影响各阶谐波的相对强度和相位, 从而影响输出拍频的波形和射频频率上转换阶次。图 3.7 所示为光纤环路长度对时域波形的影响, 此时激光器输出功率为 $30\ \text{mW}$ , 声光频率固定为 $200\ \text{MHz}$ , 光纤放大器输出功率 $25\ \text{mW}$  (仿真对应增益系数 $G = 3.5$ ), 其中红色线条(左侧一列)为仿真结果, 蓝色线条(右侧一列)为实验结果。实验中通过微调光纤环路长度分别等于 $L = 18.55\text{m}$ 、 $L = 18.7\text{m}$ 、 $L = 18.85\text{m}$ 和 $L = 19\text{m}$ , 观察频移反馈环路的输出波形。仿真参数依据实验参数设置。对比实验与仿真结果, 可以发现 1) 波形包罗基本一致, 证明了时延外差干涉模型的正确性; 2) 仿真结果高阶谐波分量较多, 这主要是因为波形受到示波器带宽( $1\ \text{GHz}$ )的影响, 高阶谐波(超过 5 阶)的响应度低或者无响应; 3) 不同环路长度的时域波形不同, 这证明了环路长度确实影响各阶谐波的相对强度和相位。除此之外, 声光频移量同样影响输出拍频的波形, 如图 3.8 所示。激光器输出功率设为 $30\ \text{mW}$ , 光纤放大器输出功率 $25\ \text{mW}$  (仿真对应增益系数 $G = 3.5$ ), 光纤环路长度 $L = 18.55\ \text{m}$ , 其中红色线条(左侧一列)为仿真结果, 蓝色线条(右侧一列)为实验结果。通过调节声光频移量分别为 $f_{AO} = 201\ \text{MHz}$ 、 $f_{AO} = 199.5\ \text{MHz}$ 和 $f_{AO} = 203.4\ \text{MHz}$ , 观察声光移频量对输出拍频波形的影响。仿真参数依据实验参数设定。从图 3.8 可以发现, 通过改变声光移频量有效实现了脉冲、方波、三角波等经典波形。实验与仿真结果波形包罗一致, 证明了延时自外差干涉模型的可行性。

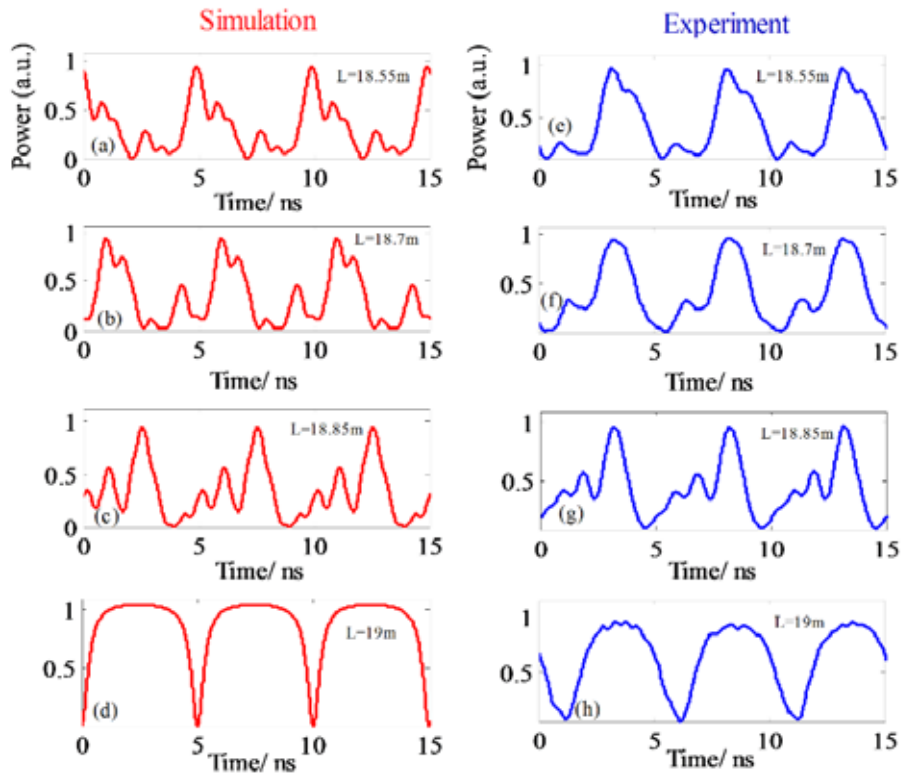


图 3.7 环路长度对时域波形的影响：红色为仿真结果，蓝色为实验结果

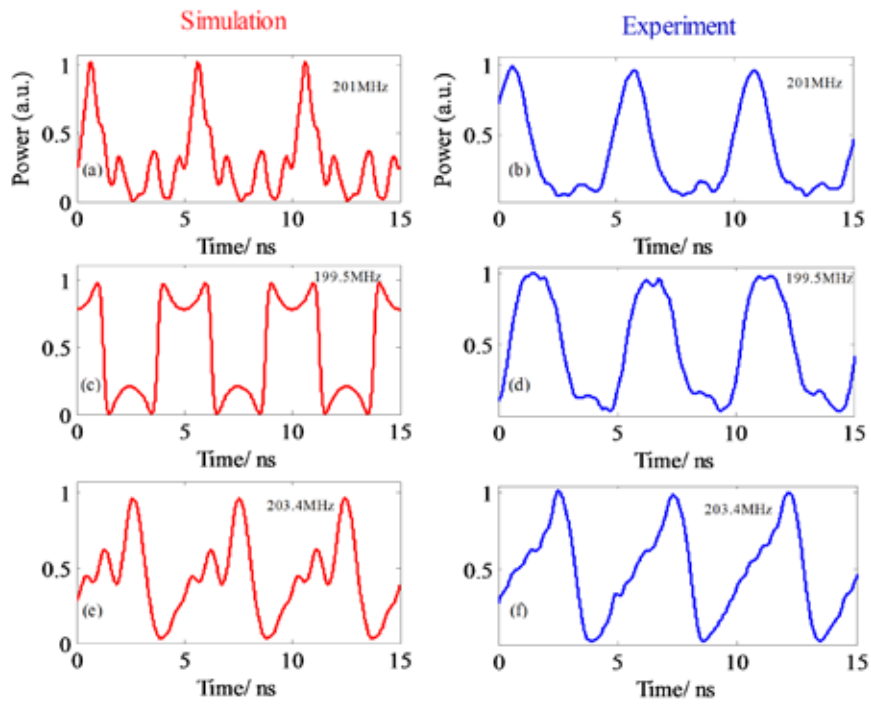


图 3.8 声光移频量对输出波形的影响：红色线条（左侧）为仿真结果，蓝色线条（右侧）为实验波形

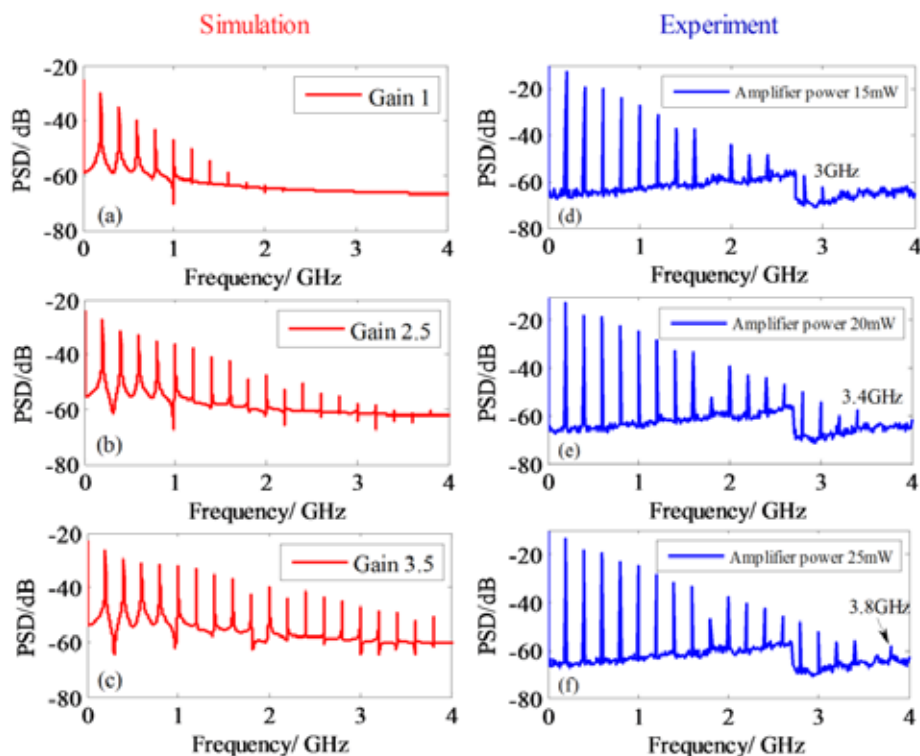


图 3.9 增益对拍频功率谱密度的影响：红色为仿真结果、蓝色为实验结果

### 3.4.2 射频频率上转换

在频移反馈环路中，光纤放大器用于补偿移频光的损耗，增加激光在环路中的循环次数，提高射频频率上转换的阶次。放大器输出功率（仿真中为增益 $G$ ）对激光拍频功率谱密度的影响如图3.9所示。激光器输出功率为30 mW，声光驱动频率固定为200 MHz，光纤环路长度为 $L = 18.55$  m，其中红色线条（左侧一列）为仿真结果，蓝色线条（右侧一列）为实验结果。当光纤放大器输出功率为15 mW时，实现了3 GHz的高阶谐波（15<sup>th</sup> 上转换）；当声光放大器输出功率提高到25 mW，能够实现3.8 GHz的高阶谐波（19<sup>th</sup> 上转换），同时注意到由于光电探测器的带宽仅为3.5 GHz，无法观察到更高阶的频率。对比仿真与实验结果，证明了光纤放大器能有效补偿移频光的损耗，提高谐波阶次。图3.10所示为分别测量基频和15<sup>th</sup>谐波的功率谱密度，可以发现：15<sup>th</sup>频率的功率相对较低，中心频率的功率-70 dB、信噪比约为-45 dB；基频中心频率的功率-10 dB，信噪比-60 dB。而且高阶谐波的拍频线宽并没有随着频率的提高而显著增加，而仍与基频保持相同。这表明随着射频频率的提高，相对频率稳定度也随之提高，这一发现为高阶谐波多普勒测速实验奠定了基础。

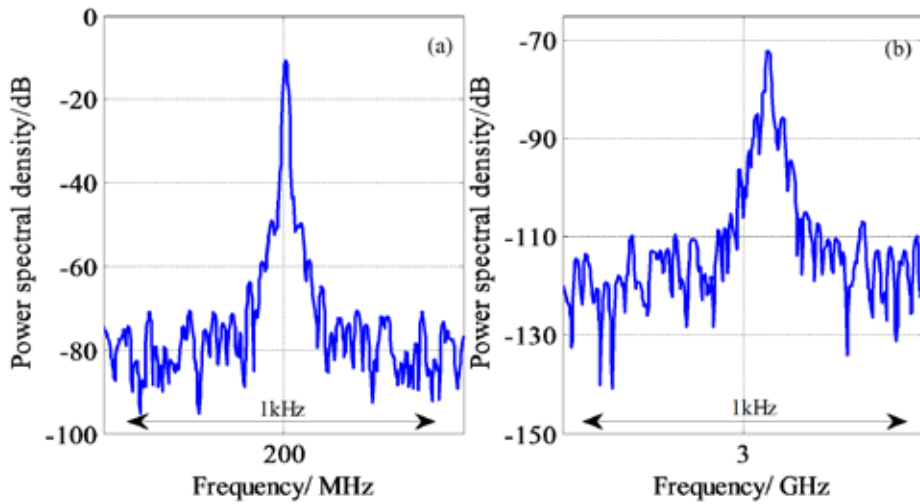


图 3.10. 拍频功率谱密度: (a) 基频, 带宽 1 kHz 和 (b) 15th 射频频率, 带宽 1kHz

### 3.4.3 锁模特性

在3.4.2节中, 通过提高光纤放大器的输出功率实现了更高阶的拍频谐波。如果持续增大光纤放大器的输出功率, 使得环路中增益大于等于损耗时 ( $G \geq |\gamma|t_{22}$ ), 光纤环路开始自激震荡, 产生锁模脉冲。这与主动锁模产生超短脉冲机制相吻合。为了说明该现象, 提高光纤放大器输出功率至100 mW, 实验上测量了输出激光的光谱, 如图3.11所示。图3.11 (a) 为环路增益小于损耗时的光谱, (b) 为自激震荡后的光谱, (c) 为滤除种子激光后的光谱。从图中可以看出, 自发辐射所引起的锁模脉冲波长为1068.685 nm, 远离种子激光的注入波长1064.572 nm。自发辐射引起的自激震荡光谱宽度约为0.06 nm (光谱仪分辨率为0.01 nm)。

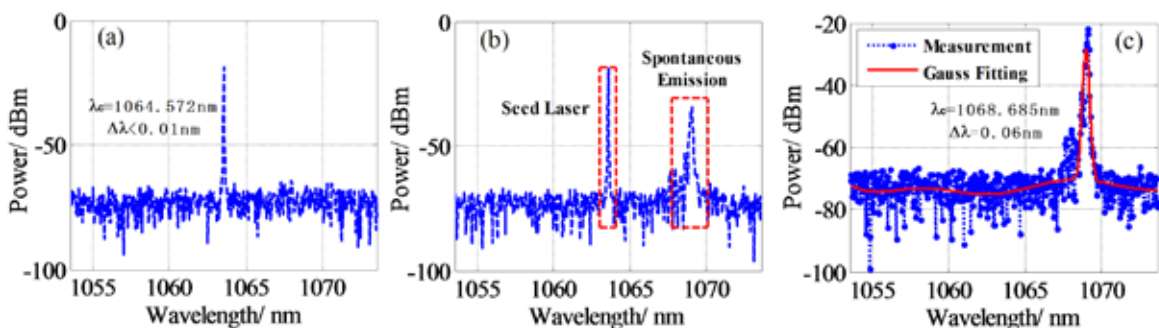


图 3.11 (a) 环路增益小于损耗 ( $G < |\gamma|t_{22}$ ) 时的输出激光光谱; (b) 增益大于等于损耗 ( $G \geq |\gamma|t_{22}$ ) 时输出光谱; (c)  $G \geq |\gamma|t_{22}$  时, 滤除种子激光后的输出光谱

根据锁模激光理论, 当光纤环路长度为  $L$ , 声光驱动频率  $f_{AO} = mc/(nL)$  ( $n$  为光纤折射率,  $m$  为整数) 时, 频差  $f_{AO}$  的光频满足谐振腔的相干相长条件, 同时各个光频

的相位被声光移频器锁定，产生了锁模脉冲。当光纤环路长度 $nL = 34.69\text{ m}$ （对应的脉冲重复频率 $f_c = 8.6478\text{ MHz}$ ），声光移频 $f_{A0} = 198.9\text{ MHz}$ （ $m = 23$ ）时，输出激光的时频域波形如图 3.12 所示，其中图 3.12（a）为脉冲时域分布图，采样时间宽度为 $400\text{ ns}$ ；（b）为脉冲细节放大图；（c）为锁模脉冲拍频频谱。由图 3.13 可知，脉冲频谱宽度为 $0.06\text{ nm}$ ，其对应的傅里叶转换极限脉冲宽度约为 $55\text{ ps}$ ，此时锁模脉冲的宽度达到 $95\text{ ps}$ 。为了进一步证明锁模激光特性，在光纤环路中添加一段长度约为 $5\text{ m}$ 的单模光纤，并设置声光移频量为 $f_{A0} = 199\text{ MHz}$ ，此时观察到锁模脉冲且重复频率降至 $7.11\text{ MHz}$ （对应光纤环路长度 $nL = 42.19\text{ m}$ ），此时的脉冲宽度为 $100\text{ ps}$ 。实验用探测器带宽为 $3.5\text{ GHz}$ ，示波器带宽 $1\text{ GHz}$ ，显然脉冲波形受到光电探测器和示波器的限制。

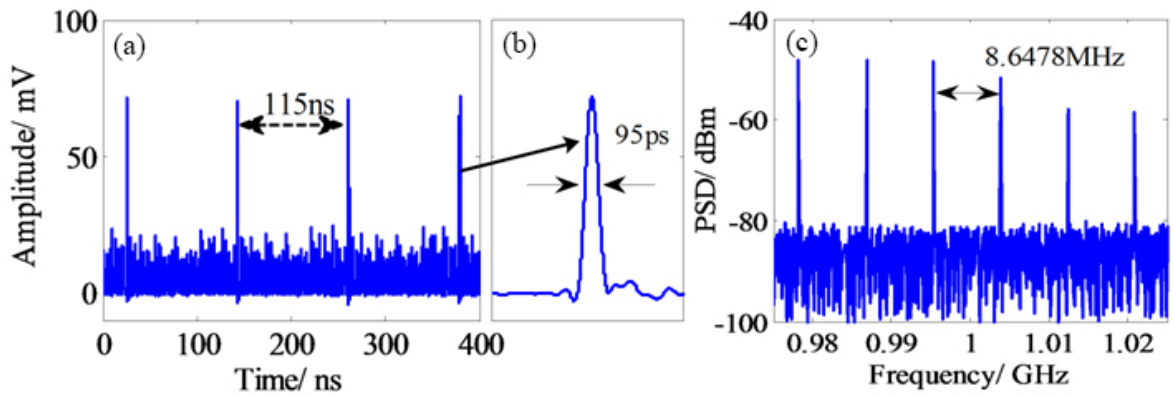


图 3.12 光纤环路长度 $nL = 34.69\text{m}$ 时锁模脉冲实验结果：（a）脉冲时域分布图，采样时宽 $400\text{ ns}$ ；（b）为单脉冲放大图；（c）为锁模脉冲拍频频谱

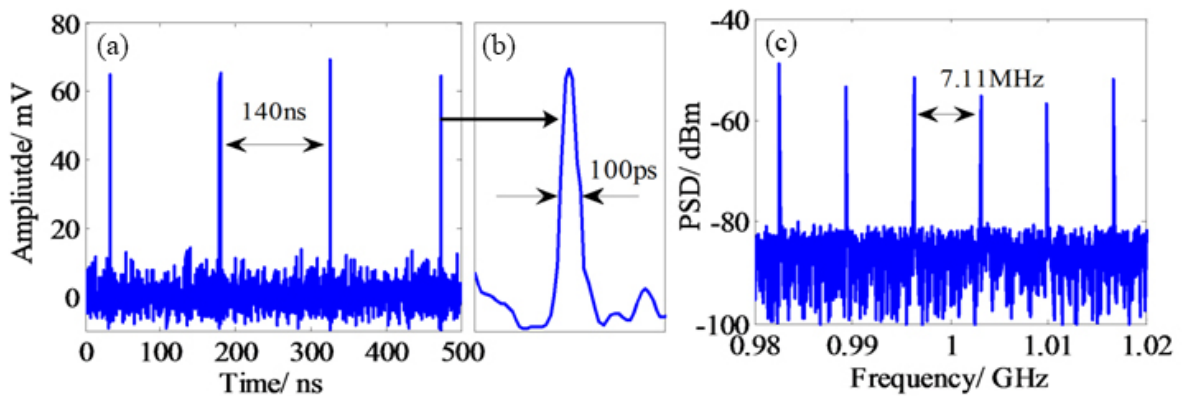


图 3.13 光纤环路长度 $nL = 42.19\text{m}$ 时锁模脉冲实验结果：（a）脉冲时域分布图，采样时宽 $500\text{ ns}$ ；（b）单脉冲放大图；（c）锁模脉冲拍频频谱

## 3.5 高阶谐波 Doppler 测速

### 3.5.1 拍频多普勒测速原理

激光多普勒效应 (Doppler effect) 是激光测速技术的重要理论基础。当激光源与物体有相对运动时, 被物体散射回的光波相对于发射的激光发生频率偏移, 频率偏移的大小与激光波长、运动速度以及方向均有关系。假设激光波长为 $\lambda$  (光频率 $\nu = c/\lambda$ ), 物体相对于激光的运动速度 $u$ , 那么由于物体运动引起的频率改变量即称为多普勒频移, 用 $f_d$ 表示:

$$f_d = 2\nu/\lambda = 2\nu\nu/c \quad (3.24)$$

根据公式 (3.24) 可知, 激光频率正比于多普勒频移, 即激光频率改变时其多普勒频率也随着发生改变。相干双频激光多普勒测速即是利用两个不同激光波长引起的多普勒频移之差进行测速。假设两个光学频率分别为 $\nu_1$ 和 $\nu_2$ , 物体相对于激光的运动速度 $u$ , 那么多普勒频移之差, 用 $\Delta f_d$ 表示:

$$\Delta f_d = 2u(\nu_1 - \nu_2)/c \quad (3.25)$$

但是相干双频激光的多普勒频差通常在Hz甚至mHz量级, 这对信号频率解调提出了非常高的要求。例如, 相干双频激光频差 $\nu_1 - \nu_2 = 200$  MHz、物体运动速度 $u = 0.5$  m/s时所产生的多普勒频移仅为 $\Delta f_d = 0.667$  Hz。通过上述分析可知, 当发射的激光含有多个频率时, 频差较大的光学频率引起的多普勒频差也越大。假设一束光频梳 (包含有光频率 $f_0, f_0 + \Delta f, \dots, f_0 + n\Delta f$ ) 照射移动的物体, 那么频差为 $m\Delta f$  ( $m$ 为小于 $n$ 的整数) 的双频激光引起的多普勒频移差用 $\Delta f_d^m$ 表示:

$$\Delta f_d^m = m\Delta f_d^1 \quad (3.26)$$

上述公式表明, 拍频多普勒频差正比于谐波的阶次, 即激光频率差越大引起的多普勒频差也越大。在3.4节中, 我们研究了频移反馈环路的射频上转换特性, 实现了基频到19<sup>th</sup>阶谐波的上转换, 即同一物体速度下19<sup>th</sup>拍频的多普勒频差是基频多普勒频差的19倍, 显然这对于低速物体的测量具有重要意义。同时, 高阶谐波的线宽并没有随着频率的增大而明显加宽, 即并不会影响射频频率的绝对误差。假设激光频差200 MHz、物体运动速度 0.5 m/s时, 多普勒频差为0.667 Hz; 而15<sup>th</sup>谐波, 即3 GHz测量到的多普勒频移为10 Hz。显然, 随着频率的提高, 同样的速度下多普勒频移增大, 对测量系统的要求也会相对降低。



### 3.5.2 高阶谐波 Doppler 测速实验

基于声光移频器的频移反馈环路实现了射频频率的上变换，为了验证高阶谐波在 Doppler 测速中的实际应用，搭建如图 3.14 (a) 所示的实验装置。频移反馈激光的参数设置：激光器输出功率为 30 mW，声光移频量 200 MHz，光纤环路长度为  $L = 18.55\text{m}$ ，光纤放大器输出功率 25 mW。输出的频移反馈激光直接连接到光纤环形器端口 1，经环形器从端口 2 输出，输出的激光经直径 10 cm 透镜准直后发射至后向反射器，反射后的激光再次经过透镜汇聚到环形器端口 3 中，端口 3 连接带宽 3.5 GHz 的光电探测器，光电探测器连接至频谱仪测量拍频中心频率。频谱仪的最高分辨率为 1 Hz。后向反射器固定在滑动导轨上，导轨长 2 m，最大移动速度 1 m/s。实验过程中，导轨带动目标（后向反射器）以速度  $v$  做往返运动，分别测量正向和反向运动时的拍频频率。

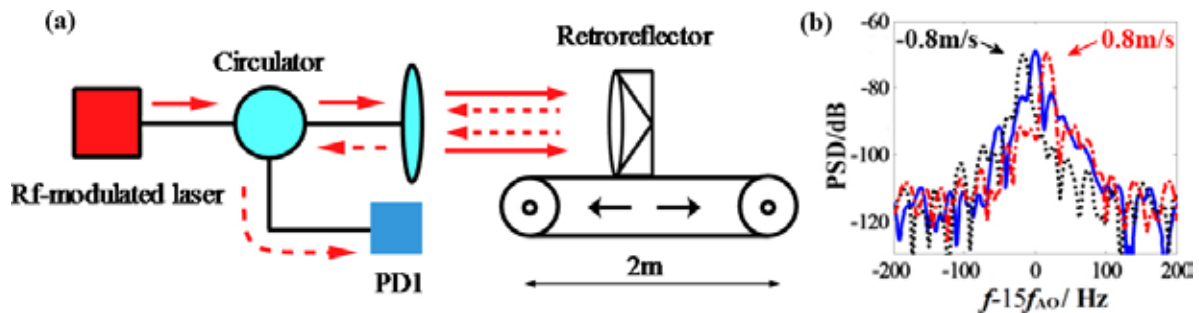


图 3.14 (a) 射频调制激光多普勒测速实验装置；

(b) 15<sup>th</sup>谐波的多普勒功率谱密度

根据激光多普勒效应，目标相对激光移动时其频率发生改变。根据公式 (3.25)， $\Delta f_d^m = 2mf_{AO} v/c$ ，其中  $f_{AO} = 200\text{ MHz}$ ， $m$  为谐波阶次， $v$  为目标的移动速度。图 3.14 (b) 为  $v = \pm 0.8\text{ m/s}$  时 (+ 表示目标向激光源移动，- 表示目标远离激光源移动) 的 15<sup>th</sup> 谐波功率谱密度。从图中可以看出，目标移动引起的多普勒频移非常明显，通过测量拍频绝对频率计算运动速度。图 3.15 为不同移动速度时的多普勒频移量 (图 a) 与相对速度误差 ( $\Delta v/v$ ) (图 b) 实验结果。从图 3.15 (a) 可以发现：1) 多普勒频差与速度呈正比；2) 随着谐波阶次的提高，多普勒频差与速度的斜率增大，即同一速度情况下高阶射频的多普勒频移量大。图 3.15 (b) 为速度相对误差测量结果，可以看出：1) 目标移动速度较小时，多普勒频差较小 (Hz 级)，而频谱仪的分辨率为 1 Hz，导致测量误差较大；2) 随着目标速度增大，多普勒频差也随之提高，速度误差逐渐降低；3) 速度的相对误差会随着谐波阶次的提高而相应的降低。因此利用频率上转换的高阶谐波进行多普勒测速能够有效提高目标运动速度的测量精度 (尤其是低速目

标), 降低探测系统对于频率测量的要求。

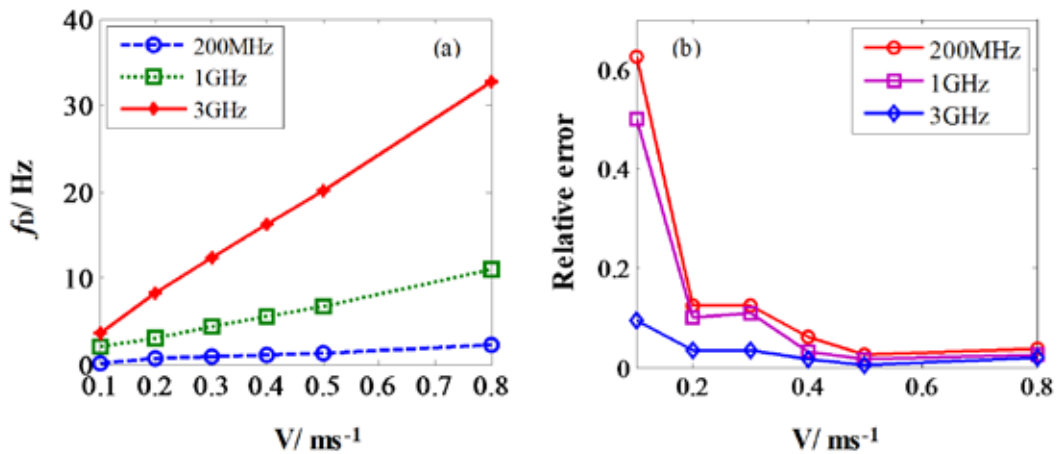


图 3.15 多普勒频移以及相对速度误差分析

### 3.6 总结

本章主要研究了基于声光移频的频移反馈环路的任意波形发生和频率上转换特性, 并开展了高阶谐波多普勒测速研究, 证明高阶谐波能有效提高多普勒测速精度, 尤其是低速目标的精度。首先, 本章根据频移反馈环路的特性建立了延迟自外差干涉理论模型, 数值仿真了激光环路长度、调制频率对于射频波形的影响, 验证了放大器增益系数对频谱宽度的影响。实验上, 通过精确控制声光调制频率与频移反馈环路长度的关系, 时域上实现了脉冲、三角波、方波等经典波形的产生, 频域上通过调节光纤放大器的输出功率产生了高阶谐波。最后, 根据高阶谐波的频率特性和 Doppler 测速原理, 开展了高阶谐波的多普勒测速实验。通过比较高阶谐波和基带信号的多普勒频移, 实验上证明了高阶谐波能有效提高测速分辨率和扩展最低可探测速度。

## 第 4 章 基于频移反馈环路的射频调制脉冲激光及其高精度距离测量

### 4.1 引言

在第二章中,相干双频激光雷达采用多测尺相位测距方法实现了目标的距离测量,但实验过程中存在整数测尺相位跳变的问题,同时由于多测尺测量方法引入,导致设计电路较为复杂,稳定性降低。传统的激光测距技术多采用脉冲时间飞行法和相位测距法。时间飞行法测距是通过测量目标散射的回波和本地参考脉冲之间的时间差来计算目标的距离。由于脉冲激光的峰值功率大、模糊距离长,时间飞行法常用于中远距离测量;但是受限于脉冲宽度和处理电路的响应速度,其测量精度通常较差。虽然通过采用超短脉冲激光或者单光子探测等技术可以实现测量精度的提高,但这对接收端的脉冲放大、响应速度等提出了较高的要求。相位测距法是通过测量回波信号和本地参考信号之间的相位差来间接的获得激光传播时间,进而得到目标距离。与时间飞行法相比,相位测距法测量精度较高,但是存在模糊距离短的问题。通过上述分析可以发现,时间飞行法和相位测距法在模糊距离和测量精度方面具有较高的互补性。为了解决相位测距模糊距离以及脉冲测距精度有限的问题,本章提出了基于脉冲下降沿射频调制的复合式脉冲/相位激光测距技术,该方法结合了经典的脉冲测距技术(利用脉冲上升沿粗略测量)和相位测距技术(利用脉冲下降沿的射频精确测量),有效实现了远距离、高精度的激光测距。同时为了有效地结合时间飞行法和相位测距法,这要求激光源需同时具有脉冲和射频调制特性。在此背景下,本章提出了利用声光斩波器构建频移反馈环路,实现稳定的脉冲内射频调制。为了准确分析射频调制脉冲激光的时频特性,建立了基于斩波调制的频移反馈激光理论模型,对产生的射频调制脉冲激光进行了详细的理论分析,并在实验上获得了多种射频调制形式的脉冲激光,其中包括下降沿射频调制脉冲激光。在此基础上,我们用产生的下降沿射频调制脉冲激光源进行了复合式脉冲/相位激光测距的原理性验证,通过室内测量光纤长度实现了1.5 km长度上的3 mm测距精度(相对测距精度 $2 \times 10^{-6}$ )。

## 4.2 基于声光斩波调制的射频调制脉冲激光理论分析

### 4.2.1 理论模型

基于频移反馈腔的射频调制脉冲激光原理图如图 4.1 所示：单频种子激光从光纤合束器（Coupler 1）的一端输入，经光纤放大器后被声光斩波器调制，产生移频脉冲光，再经光纤分束器（Coupler 2），其中一路反馈进入环形腔中，另外一路输出观测。设两个耦合器组成的耦合传输矩阵为 $[a_{ij}]$ ，种子激光电场为 $E_{seed}$ ，输出频移反馈激光为 $E_{FSF}$ ，频移反馈环路中的激光电场详见图 4.1(a)。

根据声光斩波器调制特性，当触发信号周期为 $T_{rep}$ 时，声光斩波器产生重复频率为 $f_{rep} = 1/T_{rep}$ 的激光脉冲；当脉冲触发信号的周期等于脉冲激光在环形腔内的传输时间，之前被调制的脉冲激光经光纤环路延迟后会被再次调制，即同一调制脉冲会多次通过声光斩波器，产生射频调制的脉冲激光。

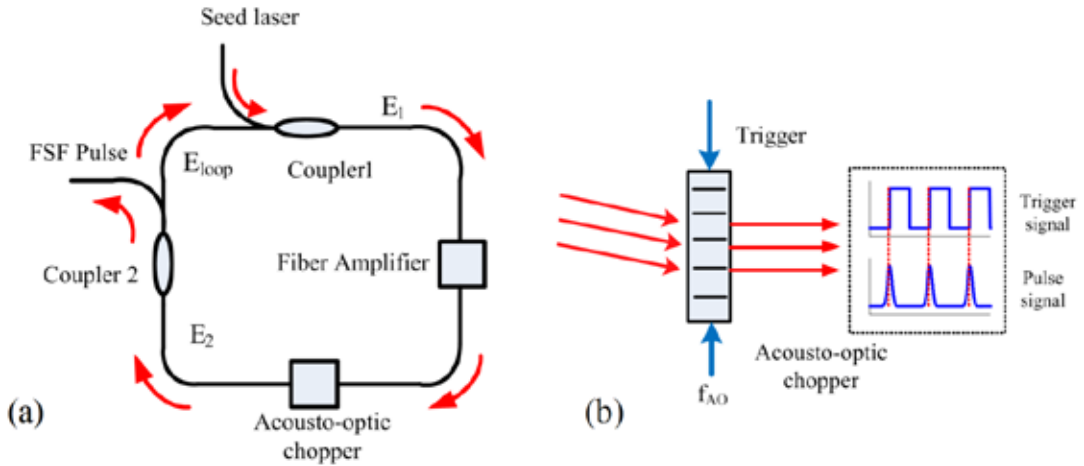


图 4.1 (a)基于频移反馈腔的射频调制脉冲激光原理图；(b)声光斩波器原理图

声光斩波器是利用声光效应同时实现强度调制和频率调制的器件，如图 4.1(b)所示。强度调制是指当触发信号上升沿到来时，输入的连续激光通过声光晶体，产生脉冲激光；频率调制为布拉格衍射使得激光频率发生改变。其强度传输函数模型，如公式 4.1 所示

$$S(t) = Gauss(t) \times \sum \delta(t - nT_{rep}) \quad (4.1)$$

$Gauss(t)$ 为声光斩波器产生的脉冲包络； $\sum \delta(t - nT_{rep})$ 为时间移位的狄拉克函数之和，用来对脉冲包络进行周期拓展。

合束器 1 输出端的激光电场 $E_1(t)$ 为：

$$E_1(t) = a_{11}E_{seed}(t) + a_{11}E_{loop}(t) \quad (4.2)$$

$E_1(t)$ 经过声光斩波器和光纤放大器后的激光电场 $E_2(t)$ 可以表示为

$$E_2(t) = \gamma GS(t)e^{j\omega_f t}E_1(t - \tau) \quad (4.3)$$

其中 $S(t)e^{j\omega_f t}$ 是声光斩波器的调制函数， $G$ 是光纤放大器增益， $\tau$ 为激光在环形腔中的传输时间， $\gamma$ 为腔内的其他损耗。分束器 2 的两输出端激光电场分别为 $E_{loop}(t)$ 和 $E_{FSF}(t)$ ，

$$E_{loop}(t) = a_{21}E_2(t) \quad (4.4)$$

$$E_{FSF}(t) = a_{22}E_2(t) \quad (4.5)$$

将公式 (4.2) 和 (4.3) 代入 (4.4) 中，可得到

$$E_{loop}(t) = [a_{12}E_{loop}(t - \tau) + a_{11}E_{seed}(t - \tau)]\gamma GS(t)e^{j\omega_f t}a_{21} \quad (4.6)$$

调制脉冲激光在频移反馈腔中多次循环调制后，得到频移反馈环路内的电场 $E_{loop}(t - n\tau)$ ：

$$\begin{aligned} E_{loop}(t - \tau) &= [a_{12}E_{loop}(t - 2\tau) + a_{11}E_{seed}(t - 2\tau)]\gamma GS(t - \tau)e^{j\omega_f(t - \tau)}a_{21} \\ E_{loop}(t - 2\tau) &= [a_{12}E_{loop}(t - 3\tau) + a_{11}E_{seed}(t - 3\tau)]\gamma GS(t - 2\tau)e^{j\omega_f(t - 2\tau)}a_{21} \\ &\dots \\ E_{loop}(t - n\tau) &= [a_{12}E_{loop}(t - (n + 1)\tau) + a_{11}E_{seed}(t - (n + 1)\tau)] \times \\ &\quad \gamma GS(t - n\tau)e^{j\omega_f(t - n\tau)}a_{21} \end{aligned} \quad (4.7)$$

将公式 (4.7) 反复迭代并简化：

$$E_{loop}(t) = \sum_{n=1}^n E_{seed}(t - n\tau)a_{11}a_{12}^{n-1}(a_{21}\gamma G)^n \prod_{m=1}^{n-1} S(t)e^{j\omega_f[nt - \frac{n(n-1)}{2}\tau]} \quad (4.8)$$

根据公式 (4.4)、(4.5)、(4.8)，得到频移反馈激光电场如公式 (4.9) 所示，

$$E_{FSF}(t) = \frac{a_{22}}{a_{21}} \sum_{n=1}^n E_{seed}(t - n\tau)a_{11}a_{12}^{n-1}(a_{21}\gamma G)^n \prod_{m=1}^{n-1} S(t)e^{j\omega_f[nt - \frac{n(n-1)}{2}\tau]} \quad (4.9)$$

根据光电探测器的光强响应特性，频移反馈激光的光强 $I(t)$ 为：

$$I(t) = E_{FSF}(t) \times E_{FSF}^*(t) \quad (4.10)$$

## 4.2.2 仿真

根据声光斩波器的传递函数（公式 4.1）和频移反馈激光的光强表达式（公式 4.10），对输出的频移反馈脉冲激光进行数值仿真。设耦合器的电场传输矩阵  $a_{ij} = \begin{bmatrix} 0.544 & 0.491i \\ 0.527i & 0.484 \end{bmatrix}$ ，声光频移量  $\omega_f = 100 \text{ MHz}$ ，斩波器触发信号周期可调，同时考虑到连接损耗、长光纤引入的损耗等，设  $\gamma = 0.5$ 。

假设激光在环形腔内的传输时间为  $50 \mu\text{s}$ ，调节声光斩波器触发信号周期，可以得到不同调制形式的脉冲，如图 4.2 所示。

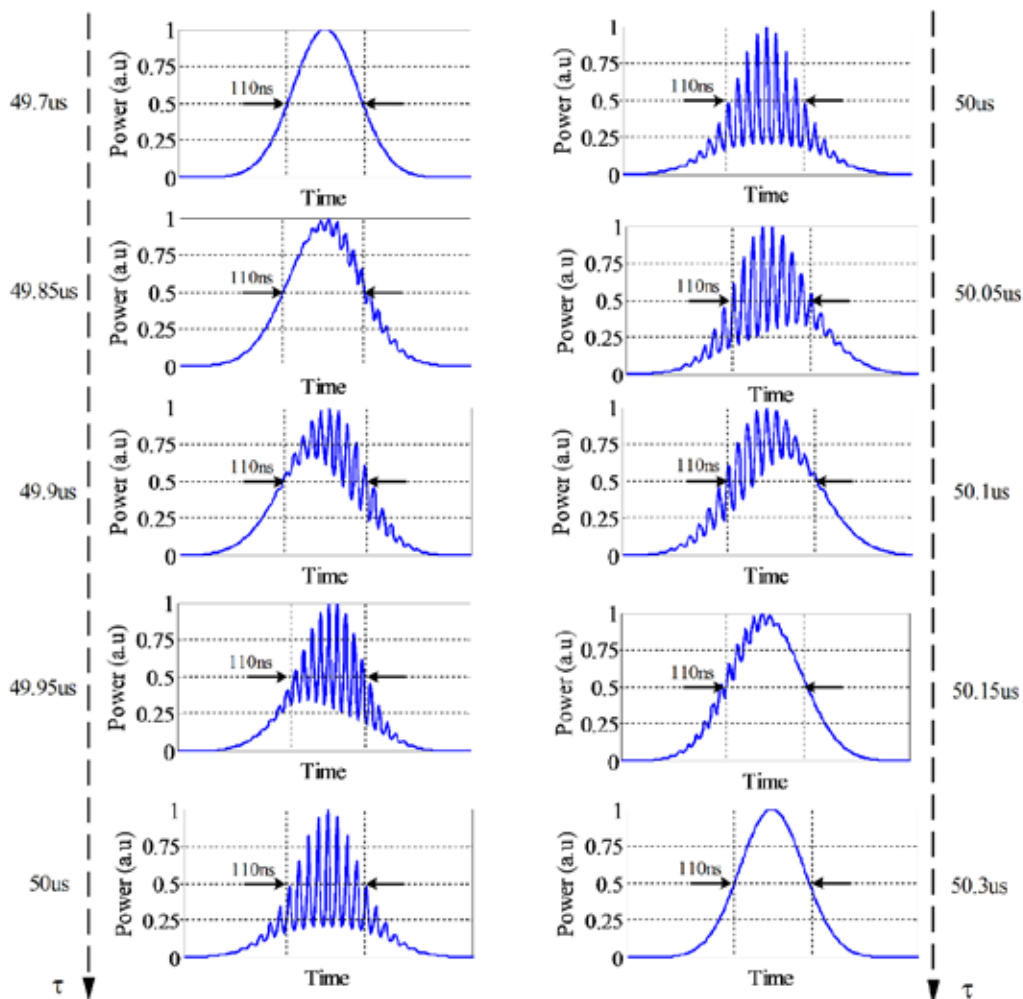


图 4.2 声光斩波器触发信号周期对射频调制脉冲的影响：激光在环形腔内的单次传输时间为  $50 \mu\text{s}$ ，触发周期从  $49.7 \mu\text{s}$  提高到  $50.3 \mu\text{s}$ ，光纤放大器增益为 6

由图 4.2 可知，声光斩波器产生脉冲宽度为  $110 \text{ ns}$  的激光。当斩波器的触发信号周期（反馈腔对应的固定延迟为  $50 \mu\text{s}$ ）从  $49.7 \mu\text{s}$  逐渐增大到  $50 \mu\text{s}$  时（如图 4.2 左侧一系列），脉冲激光经过：无调制-下降沿调制-对称调制。当斩波器的斩波

周期从 $50\ \mu\text{s}$ 逐渐增大至 $50.3\ \mu\text{s}$ 时（如图 4.2 右侧一系列），脉冲激光经过了与之前完全相反的过程：对称调制-上升沿调制-无调制。从图中可以看出，通过调节斩波周期与频移反馈腔的长度可以实现：1) 射频调制的脉冲激光；2) 调制形式的多样化（脉冲前、后沿调制）。

当调节声光斩波器的斩波周期等于频移反馈腔内激光的传输时间时，仿真增益系数对输出脉冲光的影响，如图 4.3 所示。当增益系数为 $G = 1$ 时，脉冲内射频信号的调制深度为 $\eta = 0.1$  ( $\eta = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$ )；当放大器增益系数为 $G = 6$ 时，调制深度达到 $\eta = 0.67$ 。随着增益系数的提高，调制深度也逐渐增大。仿真结果表明，通过调节光纤放大器的增益系数可以调节脉冲内射频的调制深度，增益系数越大，调制深度越大。

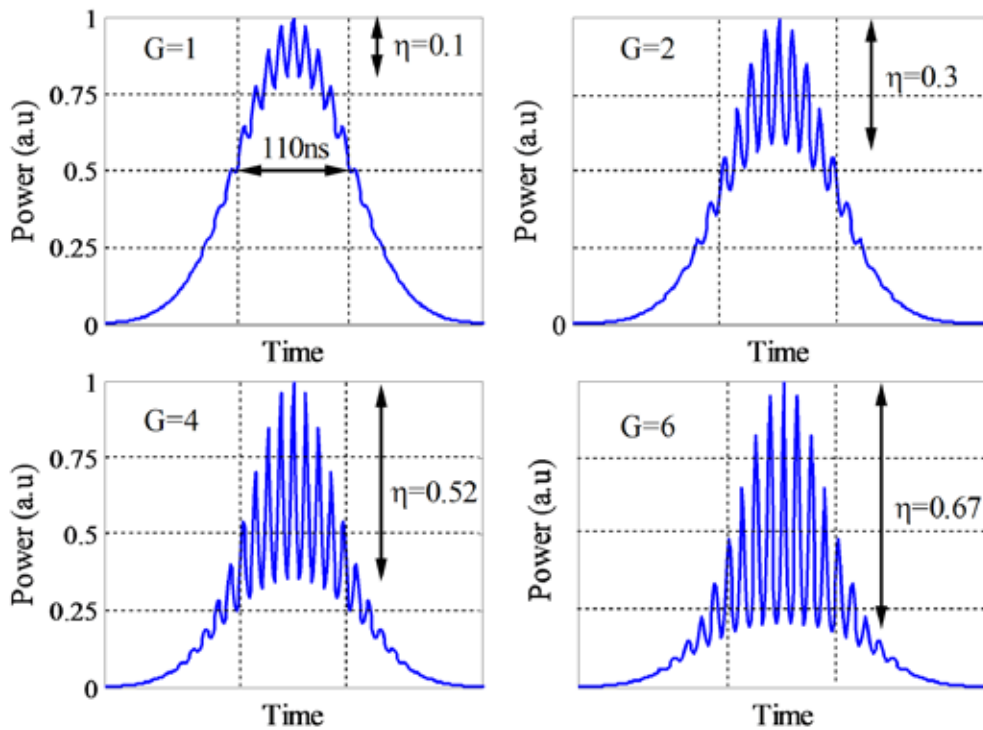


图 4.3 不同光纤放大器增益系数的射频调制脉冲仿真图，

触发周期 $50\ \mu\text{s}$ ，频移反馈环路长 $10\ \text{km}$ ，增益系数从 $G = 1$ 提高到 $G = 6$

### 4.3 射频调制脉冲实验结果：

#### 4.3.1 实验装置

实验装置如图 4.4 所示；窄线宽连续激光（波长 1080 nm，线宽 < 2 kHz，最大输出功率 10 mW）通过光纤耦合器 1 注入频移反馈腔中，掺 Yb<sup>3+</sup> 光纤放大器（最大输出功率 500 mW）提供腔内增益，被放大后的激光经过长约 10 km 的光纤延时后通过光纤声光斩波器，产生脉冲激光，光纤耦合器 2 的一个端口作为输出端与带宽为 3.5 GHz 高速光电探测器相连；另一输出端接耦合器 1 的输入端，脉冲激光再次进入频移反馈腔内重复上述过程。光纤放大器的输出功率可以通过调节 LD 泵浦光功率实现，触发信号由任意波形发生器提供，其方波周期可调，其余实验参数同仿真参数设置。

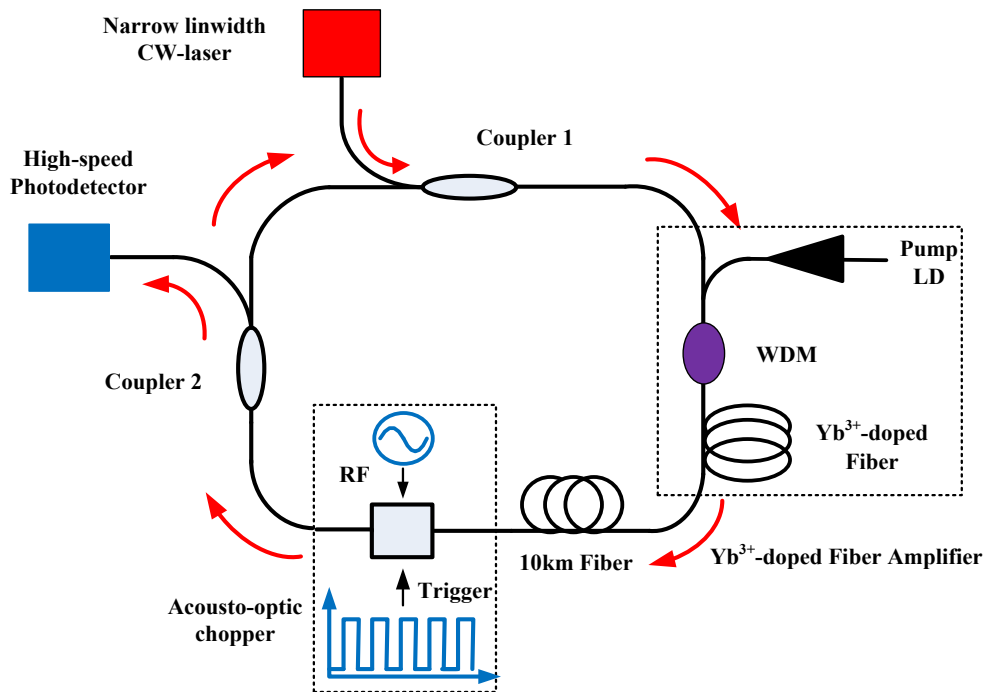


图 4.4 射频调制脉冲激光实验装置

#### 4.3.2 实验结果

激光脉冲在声光斩波器触发信号上升沿处产生，如图 4.5 (a) - (b) 所示。调节声光斩波器的周期，使得  $T_{\text{rep}} = \tau$ ，声光斩波器产生的脉冲激光经过环形腔后可以再次被调制，此时声光斩波器周期为  $T_{\text{rep}} = 49.135 \mu\text{s}$ 。调节光纤放大器的输出功率为 80 mW，输出的射频调制激光脉冲的脉冲宽度为 110 ns，调制深度为 0.67，如图 4.5 (c)。同时测量该脉冲的功率谱密度，实验结果如图 4.6 (a) 所



示。射频调制的最高调制频率达到了700MHz ( $7 \times f$ )。基频的频谱宽度约为9.5 MHz，与110ns的脉冲宽度相对应，符合脉冲信号时间带宽积基本定律，如图4.6(b)所示。

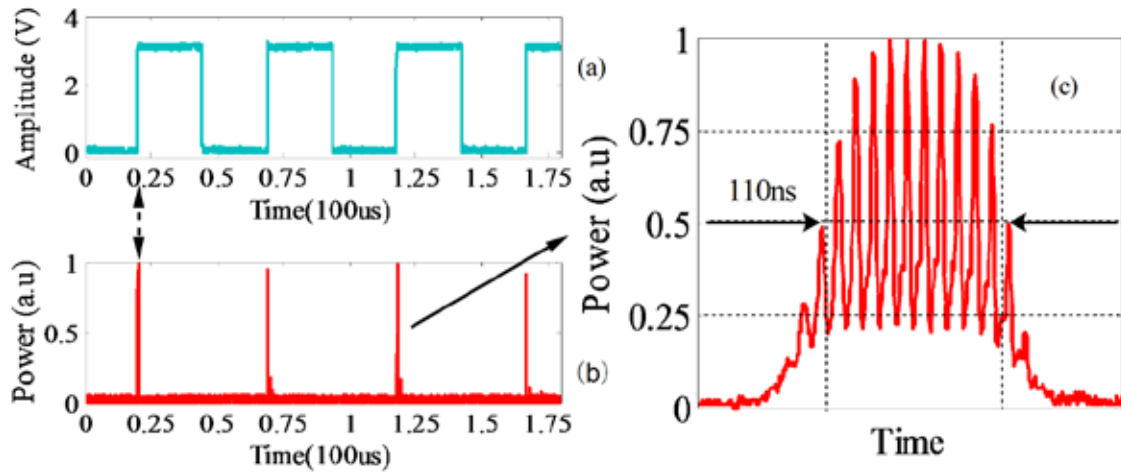


图 4.5 基于频移反馈腔的射频调制脉冲时域图：(a) 声光斩波器的触发信号；(b) 射频调制脉冲激光；(c) 射频调制脉冲激光局部放大图

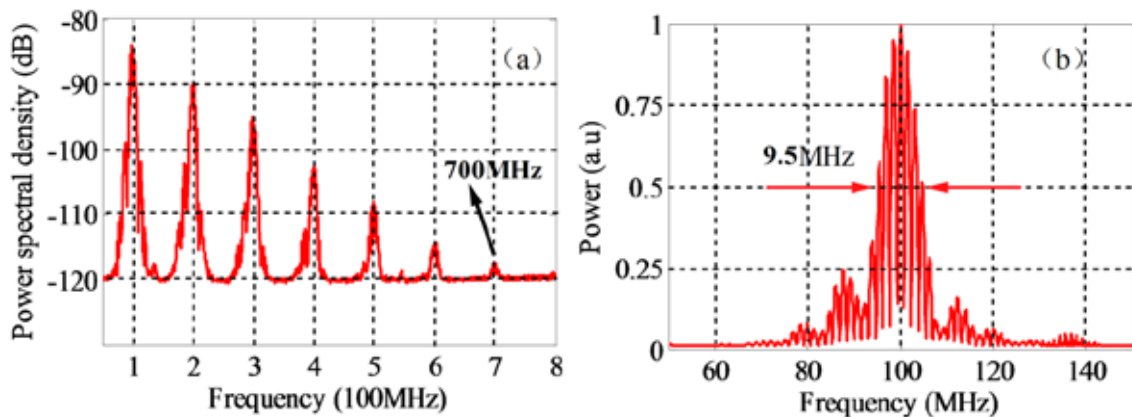


图 4.6 基于频移反馈腔的射频调制脉冲频谱图：(a) 输出脉冲激光射频调制频谱 (RBW=1 kHz)；(b) 第一阶调制频谱图 (中心频率 100 MHz, RBW=1kHz)；

调节触发信号周期，使得声光斩波器触发周期不严格的对应频移反馈腔的腔长，此时会产生偏移调制的激光脉冲，如图4.7所示。这是由于声光斩波器产生的脉冲经过环形腔后不能完全对应再次通过。当斩波周期小于脉冲激光在环形腔内的传输时间 ( $T_{\text{rep}} < \tau = 49.135 \mu\text{s}$ ) 时，声光斩波器开启触发信号，前一脉冲还未到达声光斩波器，因此脉冲前沿产生了无射频调制的脉冲。随着时间的增加，前一脉冲激光通过了声光斩波器，而此时如果还处于声光斩波器的开启阶段，那

么脉冲后沿就具有了射频调制。当斩波周期从  $49.135\ \mu\text{s}$  增加到  $49.3\ \mu\text{s}$  时，调制信号实现了从对称调制-前沿调制-无的过程。与仿真结果相比（图 4.2），实验中种子激光在环路中传输一周所需时间为  $49.135\ \mu\text{s}$ （仿真为  $50\ \mu\text{s}$ ），这主要是由于：1) 环路长度除包含了  $10\ \text{km}$  长度的光纤外，还有光纤耦合器、声光斩波器以及光纤放大器引入的长度，这导致实际环路长度与理想情况略有偏差；2) 单模光纤的折射率在  $1064\ \text{nm}$  波长处不严格等于  $1.5$ 。但对比可以发现，仿真结果与实验的变化趋势是相吻合的。

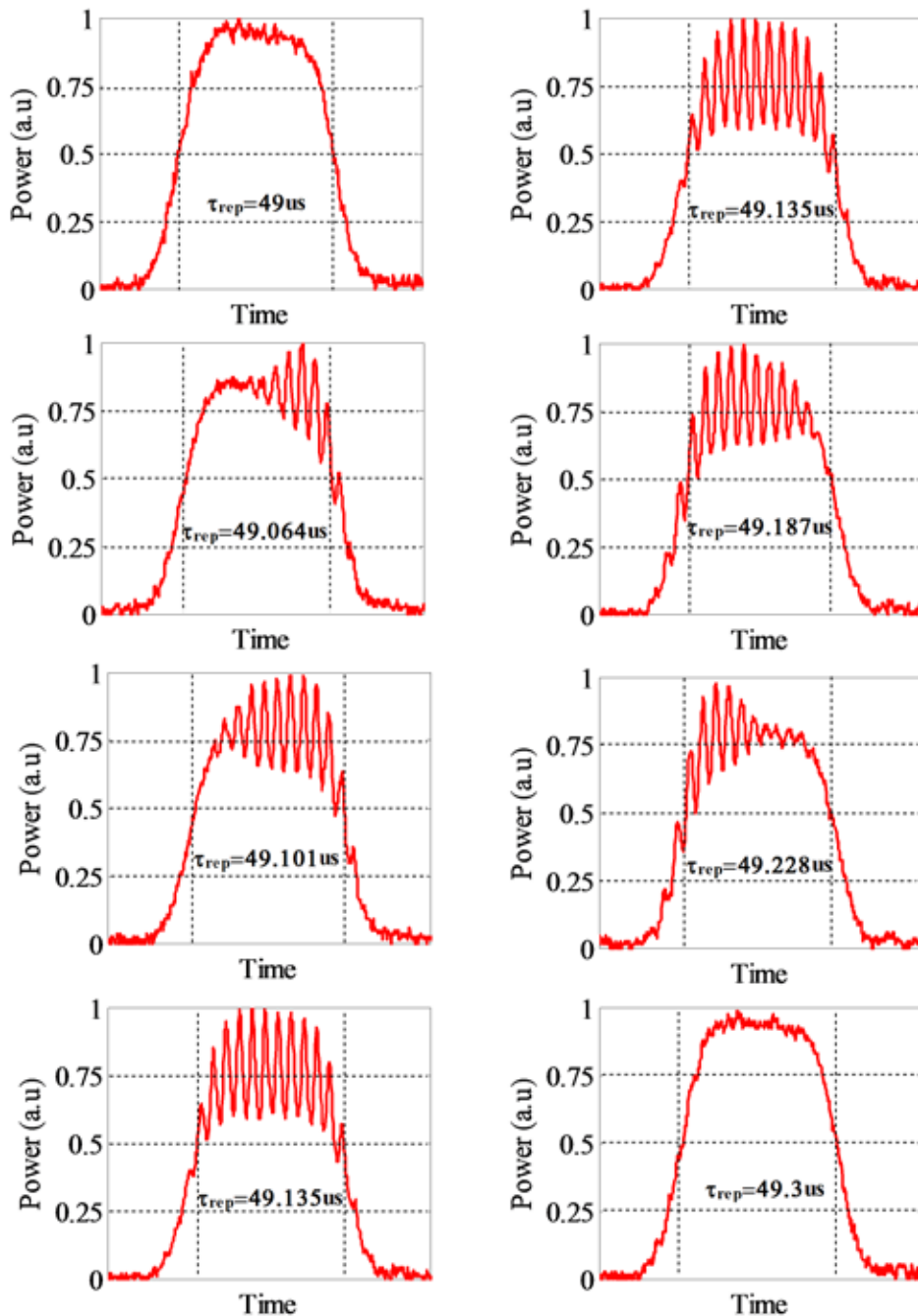


图 4.7 实验探究光纤声光斩波器周期对射频调制脉冲的影响:

激光在频移环路中传输一周需 $49.135\ \mu\text{s}$ ，调节触发周期从 $49\ \mu\text{s}$ 增大到 $49.3\ \mu\text{s}$

当改变光纤放大器的输出功率时，脉冲内射频信号的调制深度会随之发生变化，如图 4.8 所示。这是由于光纤放大器补偿了腔内移频光的损耗，改变了移频光和非移频光的幅度比，最终表现为射频信号调制深度的变化。当光纤放大器输出功率为 $80\ \text{mW}$ 时，得到了调制深度 $\eta = 0.67$ 的具有射频调制特性的脉冲激光，此时输出脉冲的峰值功率约为 $10\ \text{mW}$ 。与仿真结果相比（图 4.3），实验中是通过控制光纤放大器的输出功率，实现了射频调制的改变，这主要是由于光纤放大器为输出功率控制而非增益控制。但对比可以发现，仿真结果与实验的变化趋势相吻合的，即提高输出功率（增益），调制深度也随之增加。

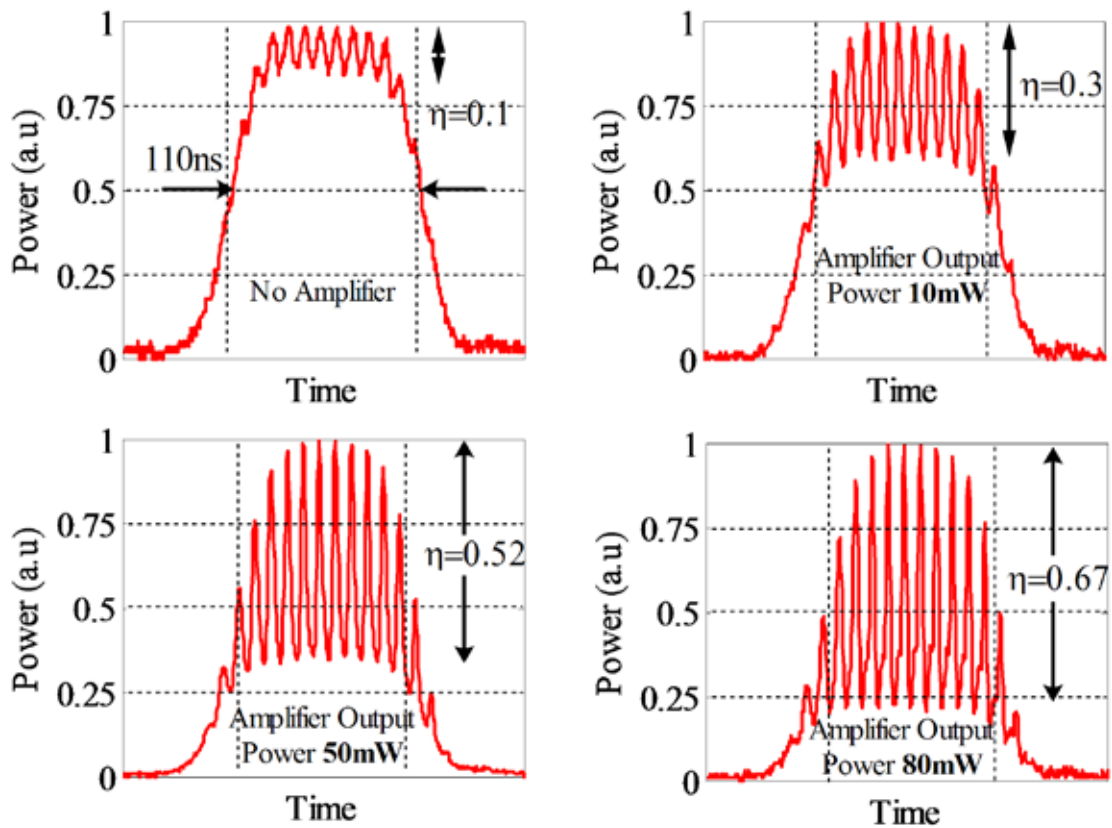


图 4.8 实验上不同光纤放大器输出功率对射频信号调制深度的影响

## 4.4 高精度射频调制脉冲激光测距

### 4.4.1 复合式脉冲/相位测距原理

传统的激光雷达测距方法主要有脉冲测距和相位测距。脉冲测距通常是由半导体激光发射一串脉冲，通过测量脉冲在介质中的传输时间来测量物体的距离。由于脉冲峰值功率大，脉冲测距常用于远距离目标的测量，但是受限于脉冲宽度，其测距精度通常不是太高。相位式激光测距是利用测量目标反射光波和参考光波之间的相位差来实现目标距离测量的一种技术。由于采用的调制频率较高，而且后端信号处理采用中频测相的方法，因此测量精度较脉冲测距要高得多，广泛应用于精密测距场合。通过上述分析可以发现，脉冲测距法具有测程远、精度较低的特点，相位测距法具有精度高但测程短的特点。本节研究结合经典的时间飞行法测距技术(利用上升沿测量参考脉冲和信号脉冲的时延)和相移法测距技术(利用脉冲下降沿的射频包络精确测量时延)的复合式脉冲/相位测距法，以实现远距离、高精度的目标距离测量。

#### 4.4.1.1 激光脉冲测距法基本原理

激光器发出一串光脉冲，经光学系统准直后发射至目标，与此同时激光器输出一个本振信号作为计时起始信号 $t_{start}$ 。发射的脉冲经目标散射后被光学系统接收并输出电脉冲，电脉冲经触发器产生终止信号 $t_{stop}$ 。通过测量起始信号与终止信号之间的时间差，即可获得脉冲的飞行时间，进而得到目标距离。

$$D = \frac{1}{2}c(t_{stop} - t_{start}) \quad (4.11)$$

时间飞行法的模糊距离由脉冲重复频率 $f_{rep}$ 决定，最大探测距离 $D_{max} = c/(2f_{rep})$  ( $c$  为光速)。假设脉冲激光经光电探测器转换为电信号后，本振信号和回波信号强度相同，这样经过固定阈值的触发器(定时甄别电路)后输出的电信号不存在延时误差，能够准确反映激光在介质中的传输时间。但在实际情况中，回波信号强度随着目标的距离、反射率的改变而发生剧烈变化，大气湍流、目标散斑噪声、背景光噪声、探测器散粒噪声、热噪声等因素也会导致回波信号强度抖动。上述因素综合导致了回波产生的终止信号与真实回波时间存在一定的误差，影响测量精度。误差大小在一定程度上取决与脉冲上升沿的宽度，通过降低脉冲宽度(即降低脉冲上升沿宽度)可以有效提高测量距离的精度。例如若要实现

10 mm 的测距精度，时间延迟误差要求小于67 ps，这对于计时电路以及脉冲宽度提出了较高要求。

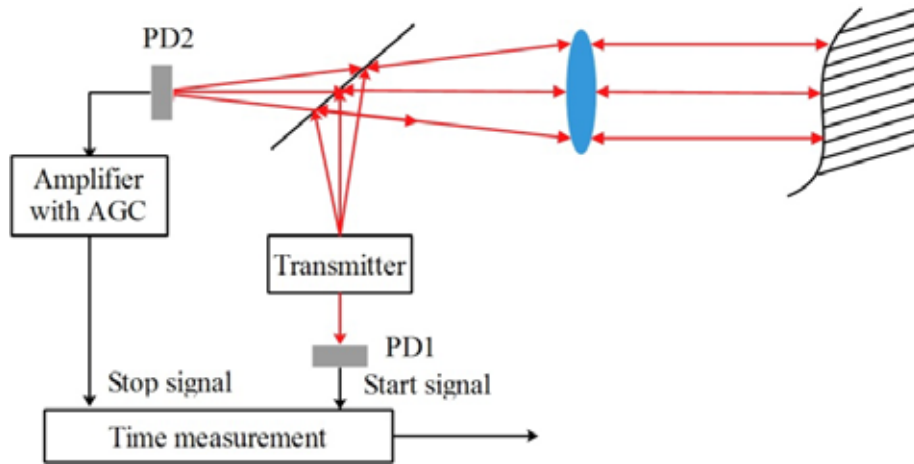


图 4.9 脉冲测距时间飞行法示意图

#### 4.4.1.2 激光相位测距法基本原理

激光相位测距技术是利用目标散射信号和本地参考信号之间的相位差来实现目标距离测量，如图 4.10 所示。相比时间飞行法，激光外调制的射频信号频率精度高，同时后端信号处理利用一个本地射频混频的方法降低信号的频率，因此测量精度较脉冲测距要高得多，广泛应用于精密测距场合。

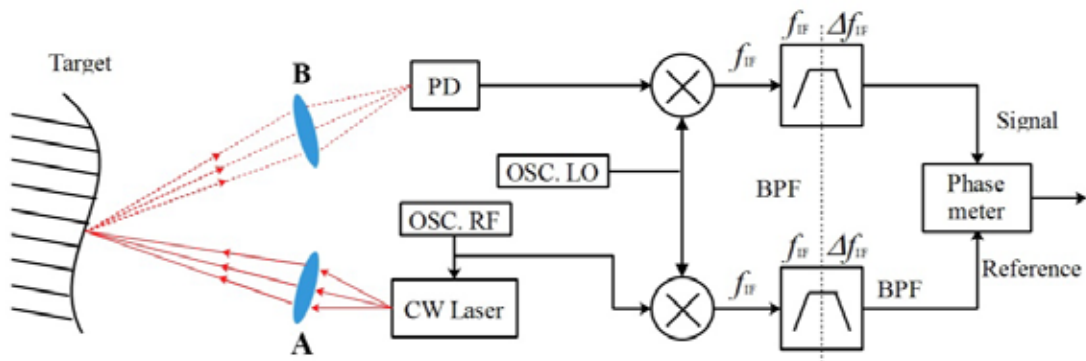


图 4.10 激光相位测距法示意图

设激光调制频率为  $f$ ，那么射频波长为  $\lambda = c/f$ ，其中  $c$  是光速， $\lambda$  是调制波形的波长。当射频调制光波从 A 传到 B 时射频相位发生改变，如图 4.10 所示，相移  $\varphi$  可以表示为

$$\varphi = 2m\pi + \Delta\varphi = (m + \Delta m)2\pi \quad (4.12)$$

式中， $m$  是自然数； $\Delta m$  是 0-1 之间的小数， $\Delta m = \Delta\varphi/2\pi$ 。

那么，利用公式 4.12，可以计算得到 A、B 两点之间的距离为

$$L = ct = c\varphi/(2\pi f) = \lambda(m + \Delta m) \quad (4.13)$$

式中， $t$ 表示激光从 A 点传输到 B 点所用的时间。

由于激光做往返运动，所以实际测量距离为 $L' = \lambda(m + \Delta m)/2$ 。由公式 4.13，可以看出，如果可以精确得到 $m$ 和 $\Delta m$ 的值，就可以确定出被测距离 $L'$ 。假设目标距离的模糊值已经精确到测尺所对应的长度之内，也就是说的 $m$ 值已经确定，那么目标距离的精确值就要由 $\Delta m$ 来决定。然而实际应用中，目标距离是未知的，而只根据一个激光调制频率是无法确定 $m$ 的具体数值，因而无法确定目标的距离值，也就是距离模糊问题。而且后端的相位差测量算法只能测得 $\Delta\varphi$ 的数值，即只能确定 $\Delta m = \Delta\varphi/2\pi$ ，而无法确定 $m$ 的值。所以，当目标距离大于 $L_s$ 时，仅用一把光测尺是无法测定目标的准确距离的。因此，采用单测尺进行测距时，只能在电测尺范围内进行测量，因此系统的最大测量距离为 $L_s$ 。根据上文的分析，结合脉冲测距法的长模糊距离以及相位测距的高精度特性(利用脉冲测距法测量物体的大致距离，再利用相位测距法进行测尺范围内精确测量)，原理上可以实现目标距离的远距离、高精度的测量。

#### 4.4.2 高精度射频调制脉冲激光测距实验：

##### 4.4.2.1 实验装置

基于下降沿射频调制脉冲的复合式脉冲/相位测距实验如图 4.11 所示。射频调制的脉冲激光经 1:99 的耦合器分束，其中 1% 的脉冲激光作为参考光直接进入光电探测器，99% 的激光经环形器和扩束镜后发射至目标，经目标散射后被扩束镜汇聚到环形器内。为了验证该体制的远距离测距能力，在接收回路一端加入 2 km 长度光纤，经延迟后再进入另一路光电探测器。目标距扩束镜的实际距离约 3 m，参考光路使用低噪声光电探测器 (New Focus Model 1592) 将输出的射频调制激光转换为电信号，探测器带宽 3.5 GHz。信号光路使用平衡放大光电探测器 (THORLABS PDB460C - AC)，带宽 200 MHz。将两路电信号同时接入示波器 (示波器起到模数转换、观察信号的作用)，通过软件设计实现电脑与示波器的 LAN 接口通信，进行实时数据采集。

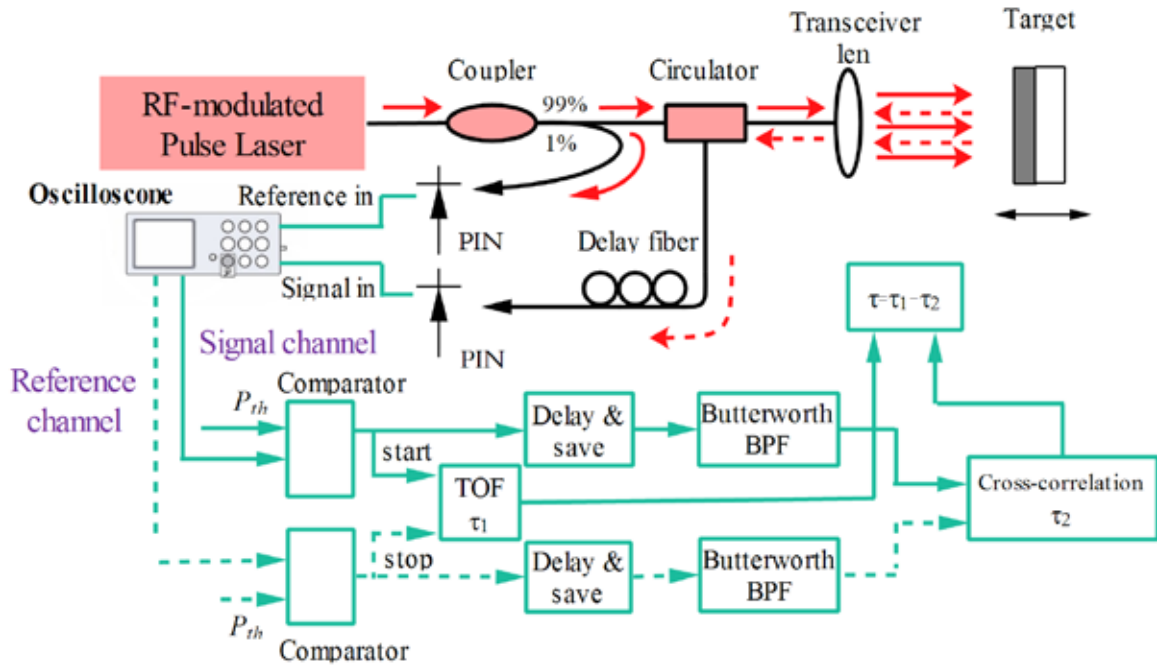


图 4.11 复合式脉冲/相位激光测距原理图

复合式射频调制脉冲激光测距系统由三部分组成：1) 脉冲测距（TOF）、2) 射频信号预处理、3) 相位测距。首先是脉冲测距，实验中设定触发阈值，将采集到的参考和回波信号分别与设定的触发阈值进行比较，当激光功率达到阈值时发出 start 和 stop 信号，通过计算两者的时间差确定脉冲测距的时间延迟 $\tau_1$ ，如图 4.12 (a)、(b)所示。

$$\tau_1 = P_r^{-1}(P_r(t)|_{P_r(t)=A_1}) - P_s^{-1}(P_s(t)|_{P_s(t)=A_2}) \quad (4.14)$$

其中 $P_r(t)$  ( $P_r^{-1}(t)$ 为逆变换)和 $P_s(t)$  ( $P_s^{-1}(t)$ 为逆变换)分别表示参考脉冲和信号脉冲的功率变化， $A_1$ 和 $A_2$ 分别为参考脉冲和信号脉冲的触发阈值。

然后是参考脉冲和信号脉冲的预处理。在达到触发阈值的同时对参考脉冲和信号分别进行 80 ns 固定时延（由于射频调制在脉冲的下降沿，通过延时可以滤去触发电平到脉冲下降沿的无射频信号部分）和脉冲下降沿射频信号的滤波处理。滤波器采用通带平坦，阻带下降较慢的巴特沃斯滤波器，中心频率 100 MHz。射频信号通过滤波器后可以滤去直流噪声以及其他高频信号部分，提高相位测量精度。图 4.12 (c) 和 (d) 为 80 ns 延时后的参考脉冲和信号脉冲示意图，(e) 和 (f) 为带通滤波器的幅度-频率和相位-频率特性曲线，(g) 和 (h) 为滤波后的参考脉冲和信号脉冲。设 $S_1$ 和 $S_2$ 分别为预处理后的参考和回波信号，利用该射频

信号进行精确距离计算，采用互相关算法求解回波信号和参考信号的相关系数，如图 4.12 (i) 所示，

$$\rho = \frac{cov(S_1, S_2)}{\sqrt{D(S_1)} \times \sqrt{D(S_2)}} \quad (4.15)$$

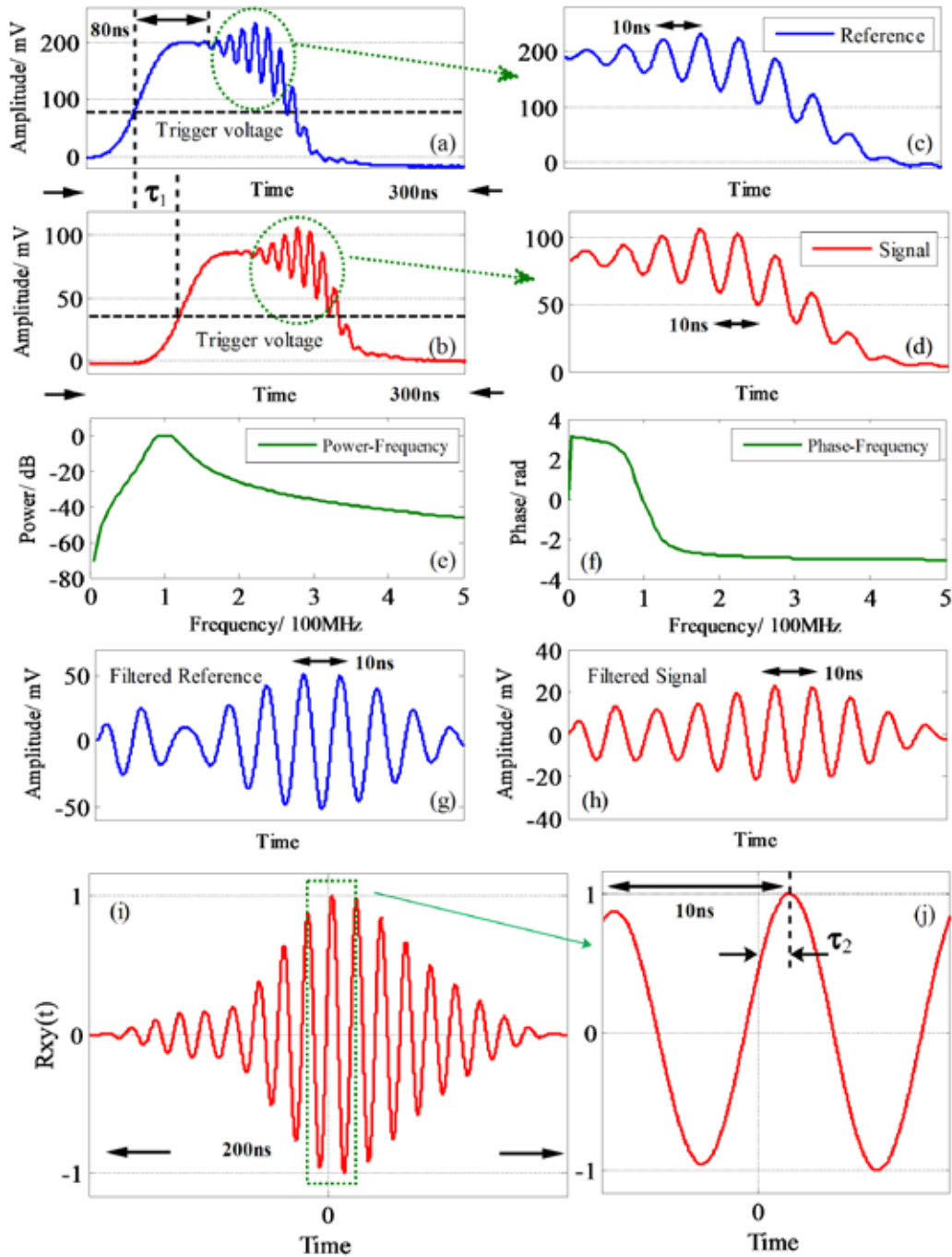


图 4.12 复合式脉冲/相位测距法的信号处理示例；(a)、(b)为参考脉冲和回波脉冲的脉冲测距；(c)、(d)为参考脉冲和回波脉冲的射频信号提取；(e)、(f)为巴特沃斯滤波器的幅度-频率响应和相位-频率响应特性；(g)、(h)为参考脉冲和回波脉冲的射频信号经滤波器后的输出波形；(i)、(j)参考脉冲和回波脉冲的自相关函数



其中,  $\text{cov}(S_1, S_2)$  为两射频信号的协方差,  $\sqrt{D(S_1)}$  和  $\sqrt{D(S_2)}$  分别为射频信号的标准差,  $\rho$  为相关系数。根据相关系数可以精确计算出参考脉冲和信号脉冲的时延差  $\tau_2$ , 如图 4.12 (g) 所示。最后对两组测距数据融合, 获得完整的精确时延差  $\tau = \tau_1 - \tau_2$  (减号是由于相关算法将参考信号作为基准后引入的)。

实验中利用示波器 (Tektronix TDS5104B) 同时对两路脉冲进行数据采集, 每一路信号的采样点数均为  $N = 100 \text{ K}$ , 采样时间  $T = 400 \text{ ns}$ 。对采集到的数据进行距离解算, 其中采样间隔可由采样点数以及采样时间决定,  $\Delta t = T/N = 4 \times 10^{-12} \text{ s}$ 。

#### 4.4.2.2 距离测量

图 4.13 (a) 所示为回波脉冲和参考脉冲的时域分布图。实验中采用多次测量并取平均的方法来提高测距精度。脉冲激光的周期  $T_{\text{rep}} = 49.064 \mu\text{s}$ , 由于在接收回路中加入了约  $L = 2 \text{ km}$  长度的光纤, 因此理论距离应为  $L' = (nL)/2 \approx 1.5 \text{ km}$  ( $n \approx 1.5$ )。

脉冲激光在大气中传输时受空气扰动及目标散射的影响, 脉冲回波强度变化很大。而不同的回波强度在同一触发阈值下测量会引起很大的时间漂移误差, 导致测距误差增大。根据本章所述基于下降沿射频调制脉冲的脉冲/相位测距原理, 其精确的距离测量依赖射频信号实现。为了具体描述触发电平对距离测量的影响, 实验中分别固定参考脉冲和回波脉冲的触发电压为  $8 \text{ mV}$  (约为参考脉冲峰峰值的  $1/2$ ) 和  $4 \text{ mV}$ , 同时通过调节回波信号的强度, 对同一距离处目标分别采用时间飞行法和复合式脉冲/相位测量法分别进行距离测量, 结果如图 4.13(b) 所示。从图中可以发现, 随着回波强度的增大, 时间飞行法 (TOF) 测量结果逐渐增大 (从  $1473.37 \text{ m}$  增大到  $1477.11 \text{ m}$ ); 而复合式脉冲/相位测距法则相对稳定 (保持在  $1474.818 \pm 0.01 \text{ m}$  范围内)。根据参考脉冲设定的触发电压 ( $1/2$  峰峰值), 可以发现当回波脉冲也处于其  $1/2$  峰峰值处时, 测量的距离值最平稳。

当分别设定参考脉冲和回波脉冲触发电压为  $8 \text{ mV}$  和  $4 \text{ mV}$  时, 采用时间飞行法和复合式脉冲/相位测距法对目标的相对位置进行精确测量, 如图 4.14 (a) 所示。实验中为了突出复合式脉冲/相位测距法相对时间飞行法在距离分辨率上的提高, 以初始位置为基准向前移动目标, 每次移动  $3 \text{ mm}$ , 共移动距离  $21 \text{ mm}$ 。从图 4.14 (a) 中可以看出, 单脉冲法测量结果呈现随机抖动特性, 即无法分辨  $21 \text{ mm}$  的相对距离。而复合式脉冲/相位测距法测量的距离随着目标的靠近而线

性减少，与理论结果较吻合。根据距离误差公式 $\delta L = L - L_{th}$  ( $L_{th}$ 为真实距离)，分别计算脉冲测距法和复合式脉冲/相位测距法的距离误差，如图 4.14(b)所示。从图中可以看出，复合式法测距最大误差为2.2 mm，而单一脉冲法测距误差则高达0.75 m。因此，通过采用复合式脉冲/相位测距方法，成功将距离分辨率从0.75 m提高至到2.2 mm。

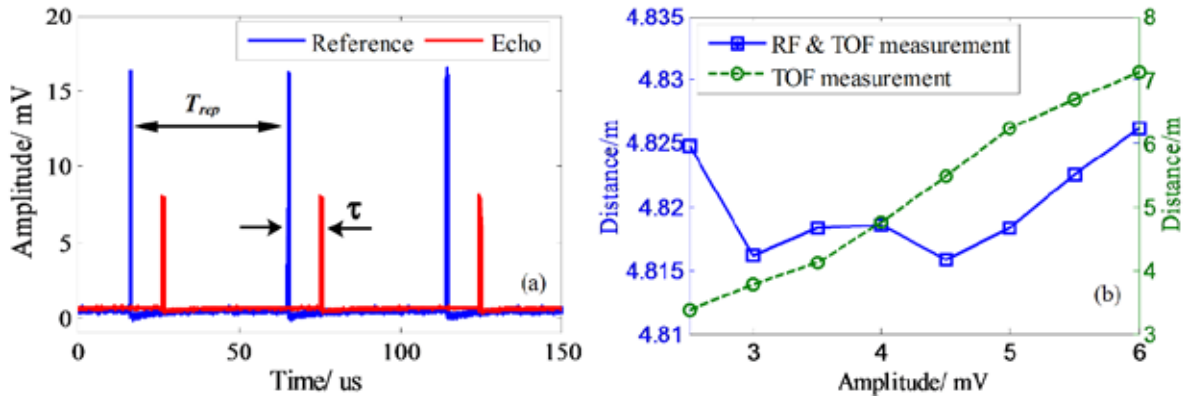


图 4.13 (a) 距离测量的时域分布图 (蓝色线条为参考脉冲、红色线条为回波脉冲);  
(b) 回波脉冲触发阈值对测距稳定性的影响 (蓝色为复合式、绿色为时间飞行法)

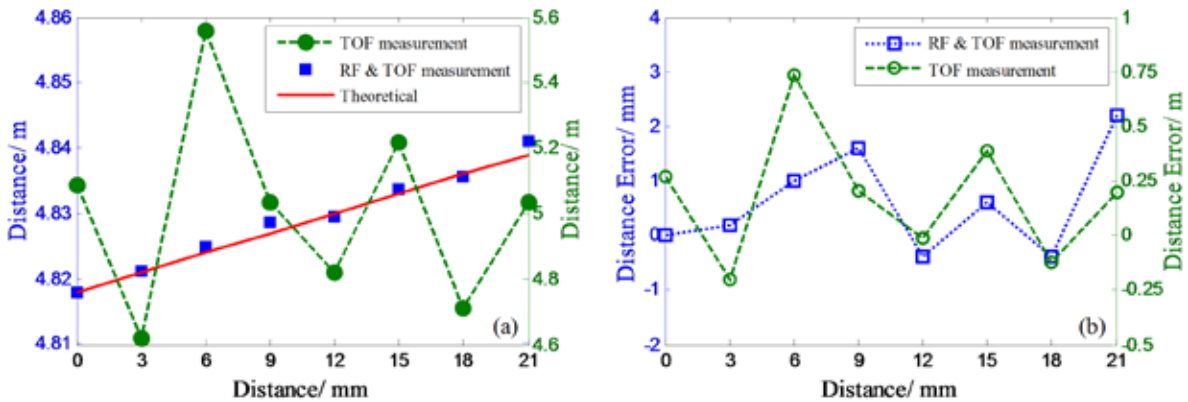


图 4.14. (a) 复合式激光测距和时间飞行法测距的相对距离测量;  
(b) 复合式激光测距和时间飞行法测距的相对误差测量

## 4.5 总结

本章提出了基于下降沿射频调制脉冲的复合式脉冲/相位测距技术，该方法结合了经典的时间飞行法测距技术（利用脉冲上升沿粗略测量）和射频测距（利用脉冲下降沿的射频精确测量）进行距离测量，有效提高了单脉冲测距的距离分辨率。结果证明采用复合式脉冲/相位激光测距技术能够有效补偿不同回波功率带来的测量时间漂移的问题，提高了测距精度。该复合式脉冲/相位测距方法是

对现有激光测距技术的有效补充,对高精度脉冲激光测距的发展提供了一些理论和实验基础。

## 第 5 章 频移反馈激光理论模型及其时频特性分析

### 5.1 引言

通常, 频移反馈激光是在线性腔或者环形腔内加入声光移频器, 使得种子激光在腔内循环一周时, 激光频率增加或减小声光移频量 (增加或减少取决于布拉格衍射为+1或-1级)。直观地来说, 频移反馈激光的光谱是以种子激光频率为起点沿着单一方向延展得到的频率梳。除声光移频器外, 电光调制器同样可以实现移频, 且具有以下显著的区别: 1) 电光强度、相位调制器是双边带调制器件 (不考虑特殊结构的电光调制器, 比如载波抑制的电光调制器, 单边带电光调制器等); 2) 电光调制器调制形式复杂, 其含有载波和不同阶次的频移分量; 3) 电光调制器的移频范围 (kHz – 100 GHz) 远大于声光移频器 (MHz – 1 GHz); 4) 电光调制器的调制带宽 (100 GHz) 远高于声光移频器 (MHz)。

本文的第三、四章主要研究了基于频移反馈环路的射频调制激光, 建立了频移反馈激光的理论模型, 对波形产生、射频上转换以及射频调制脉冲等进行了深入的理论分析和实验验证, 并在此基础上提出了高阶谐波多普勒测速法和复合式脉冲/相位测距法。为进一步提高调制频率和探索复杂调制形式下频移反馈环路的特性, 本章从理论上研究了不同调制类型的频移反馈激光的时频域特性。根据不同调制形式的传输函数和频移反馈环路的选频、频移特性, 本章提出了基于频移反馈环路的通用延时自外差理论模型, 该理论模型可用于研究不同调制类型的频移反馈激光的时频域特性。在此基础上, 详细分析了整数 Talbot 条件和分数 Talbot 条件下的强度调制、相位调制和频率调制频移反馈环路的输出特性, 数值仿真了调制频率、调制深度、偏置相位、环路基频和种子激光频率等因素对输出波形的影响, 提出了双脉冲理论模型、频率-时间映射模型、时域分数 Talbot 效应等, 为下一章节的实验研究提供了有力的理论支持。

### 5.2 Talbot 效应

Talbot 效应最初是指一种自成像效应, 是由 Henry Fox Talbot 在 1836 年发现的: 为当极小的白光源分别照射到夫琅和费衍射光栅和二维四角小孔阵列结构上时, 在某些特定位置处可看到与周期性结构物体类似的光强分布。空域

Talbot 效应的研究开展最早，经过多年的发展已经在图像处理、光刻技术、光学检测、光学计量等多方面开展应用。随后经过众多科学家的深入研究发现，Talbot 效应不仅仅在空间域中存在，时域中也同样可以观察到这种周期性现象。和空域的 Talbot 效应相比，时域 Talbot 效应的研究开展要晚很多，是近 30 多年才发展起来的一个方向。目前，时域 Talbot 效应在脉冲激光、光纤通信等多个领域都有应用，例如实现输入脉冲激光重复频率的倍频、光纤锁模激光器的选模条件、无噪声的信号放大等。

## 5.2.1 空间域 Talbot 效应

### 5.2.1.1 空间域整数 Talbot 效应

该自成像现象最初由 Henry Fox Talbot 发现，因此这种周期性物体的无透镜成像效应被称为 Talbot 效应。然而该现象却因缺乏理论基础而被淹没了大半个世纪。直到 1881 年，Lord Rayleigh 才首次从理论上解释了 Talbot 效应，并将其归结为衍射光束在自由空间传播过程中的衍射相干效应，同时给出了光场强度图像重现光栅分布时的距离公式：

$$Z_T = 2d^2/\lambda \quad (5.1)$$

其中  $Z_T$  为 Talbot 成像距离， $d$  为光栅周期， $\lambda$  为照射光源的波长。

图 5.1 所示为空域整数 Talbot 效应的示意图。Rayleigh 不仅解释了一维光栅 Talbot 效应的产生原因，而且提出了只有在近场菲涅尔衍射区域才能观察到 Talbot 效应。

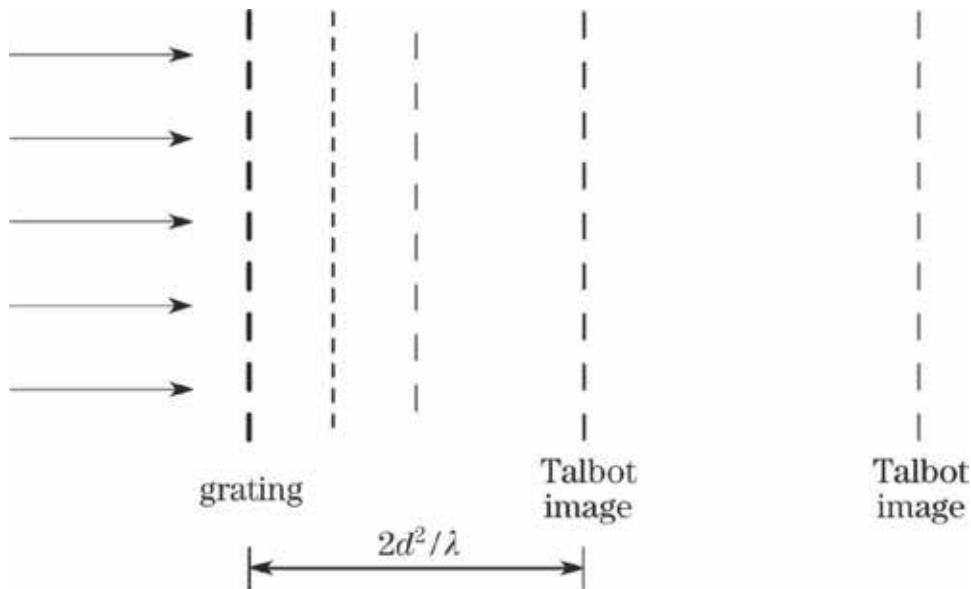


图 5.1 一维空间域 Talbot 效应

### 5.2.1.2 空间域分数 Talbot 效应

平面光波经过周期性光栅后，不仅能观察到整数 Talbot 效应，还可以观察到分数 Talbot 效应。Lohmann 早在 1988 年就提出了在四分之一 Talbot 距离处可以观察到自成像，并被 Thomas 证明。但直到 1990 年，麻省理工学院的 J.R.Leger 和 G.J.Swanson 才真正明确提出分数 Talbot 效应。

为了直观分析一维光栅分数 Talbot 效应，将单色平面光源抽象成线光源，将一维振幅光栅抽象呈多缝结构，左边箭头代表光的传播方向，如图 5.2 所示。光源经过多缝后形成一系列分离的点光源。这些点光源由同一光源产生，具有较强的空间相干性，满足 Talbot 效应高相干性光源的条件。这些点光源在自由空间传播时发生衍射，在  $Z_T/2$  距离处相互干涉复原了光栅出射面的光强分布，但是在结构周期方向上存在  $d/2$  平移量。在  $Z_T$  距离处互相干涉复原了光栅出射面的光强分布，并且不存在平移量。因此自成像的距离公式可以表示为：

$$Z = nZ_T/2 = nd^2/2\lambda, (n = 1,2,3 \dots) \quad (5.2)$$

当  $n$  为奇数时，光场强度在纵向上存在平移量  $d/2$ ；当  $n$  为偶数时，光场强度正好复原了光栅结构。但是  $n$  并不是无限大的，随着距离的增加，衍射光束逐渐分离至不再相互干涉，Talbot 效应也随之消失，因此 Talbot 效应属于近场菲涅尔衍射（区别于远场夫琅和费衍射）。

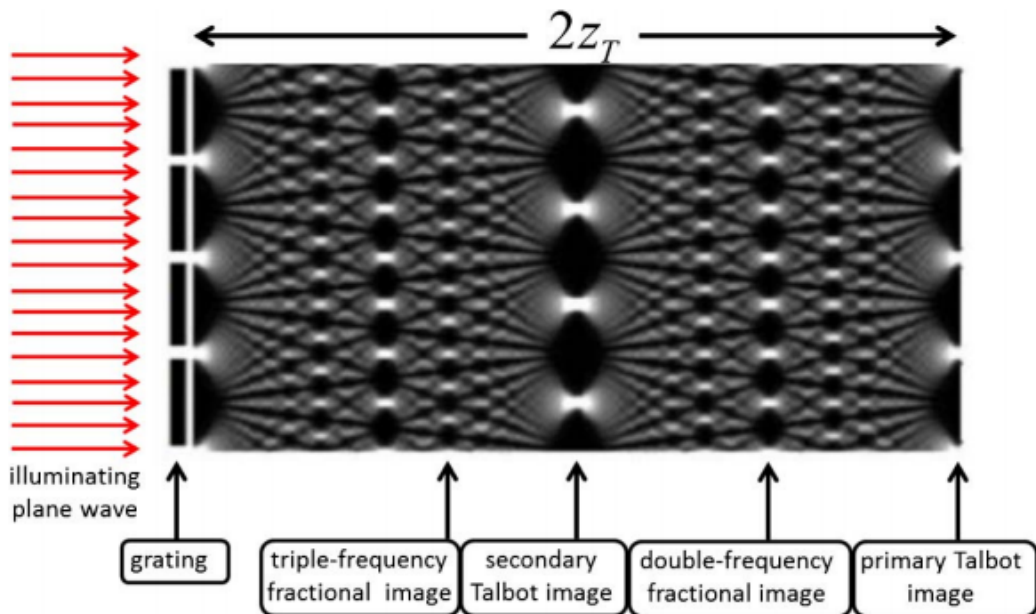


图 5.2 单色平面光波照射下，一维振幅光栅形成的周期性阵列光源在自由空间传播的分数 Talbot 光场强度图

如图 5.2 所示, 在 0 到  $Z_T/2$  之间, 或者  $Z_T/2$  到  $Z_T$  之间, 菲涅尔像并不是完全无规则的。如在  $Z_T/3$  和  $2Z_T/3$  处, 强度图像周期变为  $d/3$ , 在  $Z_T/2$  和  $3Z_T/2$  处, 光场周期变为  $d/2$ 。这种现象被称为分数 Talbot 效应, 其表达式为:

$$Z = (p/q)Z_T = (p/q)d^2/\lambda \quad (5.3)$$

其中  $p$  和  $q$  为互质正整数。

### 5.2.2 时域 Talbot 效应

时域 Talbot 效应是指脉冲激光在经历了一定色散量的色散介质后会重复之前的脉冲序列形式。近年来, 法国研究学者 H.Guillet de Chatellus 发现, 基于声光频率调制的频移反馈激光在满足一定条件时, 也可以观察到脉冲激光重频倍频的现象, 并对此进行了理论和实验验证。本章所研究的即是频移反馈环路的脉冲倍频现象(即时域 Talbot 效应), 并在后续章节分别分析整数 Talbot 条件和分数 Talbot 条件下的脉冲特性。

## 5.2 电光调制器的传输特性

电光调制器是利用某些电光晶体(如铌酸锂(LiNbO<sub>3</sub>)、钽酸锂(LiTaO<sub>3</sub>)等)的电光效应制成的调制器。电光效应是指当外部电场施加到电光晶体上时, 晶体折射率发生变化, 引起通过该晶体光波的特性变化, 进而实现对光信号的相位、幅度、强度以及偏振状态的调制。其中折射率改变正比于电场强度的效应称为线性电光效应(普克尔斯效应)。折射率改变正比于电场强度平方的效应称为二次电光效应(克尔效应)。下面分别研究线性电光效应的相位调制特性和强度调制特性。

### 5.2.1 电光相位调制特性

电光晶体的折射率是施加电场的函数, 其改变量相对于折射率本身是相对小量, 可以利用泰勒公式展开为:

$$n(E) = n + a_1 E + \frac{1}{2} a_2 E^2 + \dots \quad (5.4)$$

其中  $E$  为施加到晶体的电场,  $n = n(0)$ ,  $a_1 = (dn/dE)|_{E=0}$ ,  $a_2 = (d^2n/dE^2)|_{E=0}$ 。通过引入线性电光系数  $r$  和二次电光系数  $\mathfrak{S}$ , 上述公式可以表示为:

$$n(E) = n - \frac{1}{2} r n^3 E - \frac{1}{2} \mathfrak{S} n^3 E^2 + \dots \quad (5.5)$$

当不考虑晶体的二次电光效应时,晶体折射率与施加电场强度的关系可以进一步简化为:

$$n(E) = n - \frac{1}{2}rn^3E \quad (5.6)$$

当一束激光通过长度为 $L$ 的具有线性电光效应的晶体时,其相移可表述为 $\varphi = n(E)k_0L$ ,将(5.6)代入上述公式,可得

$$\varphi = \varphi_0 - \pi \frac{rn^3EL}{\lambda_0} \quad (5.7)$$

其中, $\lambda_0$ 为光在真空中的波长, $\varphi_0 = 2\pi nL/\lambda_0$ 。假设电场电压为 $V$ ,电压施加方向的晶体厚度为 $d$ ,那么公式(5.7)可表示为

$$\varphi = \varphi_0 - \pi \frac{V}{V_\pi} \quad (5.8)$$

其中 $V_\pi = \frac{d}{L} \frac{\lambda_0}{rn^3}$ ,称之为半波电压,即激光相移 $\pi$ 时所需要的电压。当施加的电场是正弦信号 $V = V_m \sin \omega_m t$ 时,激光相位可描述为

$$\varphi = \varphi_0 - \pi \frac{V_m}{V_\pi} \sin \omega_m t \quad (5.9)$$

假设输入激光场为 $E_i(t)$ ,经过电光相位调制后的输出激光场为 $E_{out}(t)$ ,那么

$$E_{out}(t) = E_i(t) e^{j(\varphi_0 - \pi \frac{V_m}{V_\pi} \sin \omega_m t)} \quad (5.10)$$

根据欧拉公式,输出的激光场包含激光载波频率 $\omega$ 以及各级边频 $n\omega_m$  ( $n = \pm 1, \pm 2, \dots$ )。电光相位调制原理如图 5.3 所示。 $\varphi_0$ 为电光晶体引入的固定相位,其不受电场的影响,可忽略。那么电光相位调制的传输函数可表示为

$$Y(t) = e^{-j(\pi \frac{V_m}{V_\pi} \sin \omega_m t)} \quad (5.11)$$

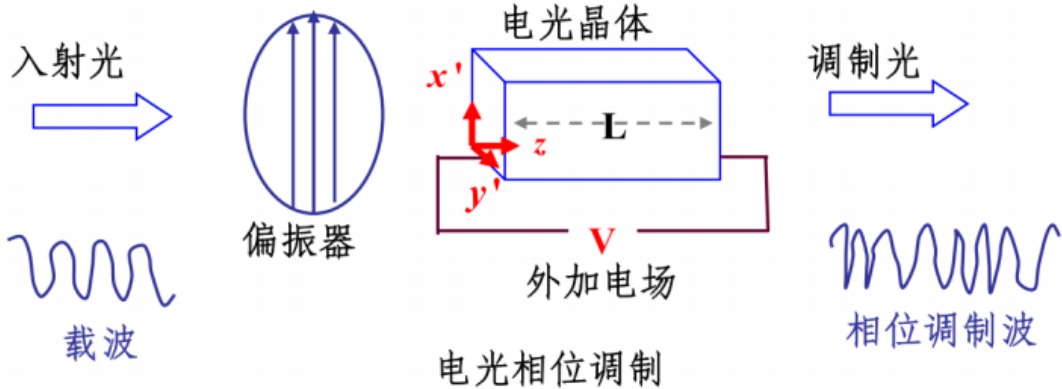


图 5.3 纵向电光相位调制原理



### 5.2.2 电光强度调制特性

电光强度调制器可通过多种方式产生,如基于马赫曾德干涉仪的电光强度调制器、基于正交偏振的电光强度调制器等。图 5.4 所示为基于正交偏振的电光强度调制,其强度传输函数可表示为:

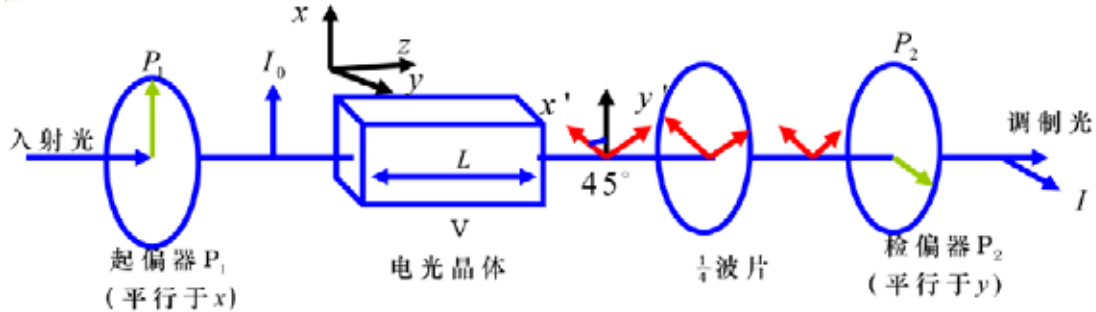


图 5.4 基于正交偏振的电光强度调制器

$$Y^2(t) = \sin^2(\Gamma) = \sin^2\left(\Gamma_0 + \frac{\pi V}{2V_\pi}\right) \quad (5.12)$$

设  $\Gamma = \Gamma_0 + \frac{\pi V}{V_\pi}$ , 其中  $\Gamma$  为总相位延迟,  $\Gamma_0$  为固定相位延迟,  $V$  为驱动电压,  $V_\pi$  为半波电压。根据公式 (5.12), 电光强度调制器的输出特性受固定相位延迟  $\Gamma_0$  的影响, 其强度传输曲线如图 5.5 所示。图 5.5(a) 中  $\Gamma_0 = \pi/2$ , 图 5.5(b) 中为  $\Gamma_0 = 0$ 。

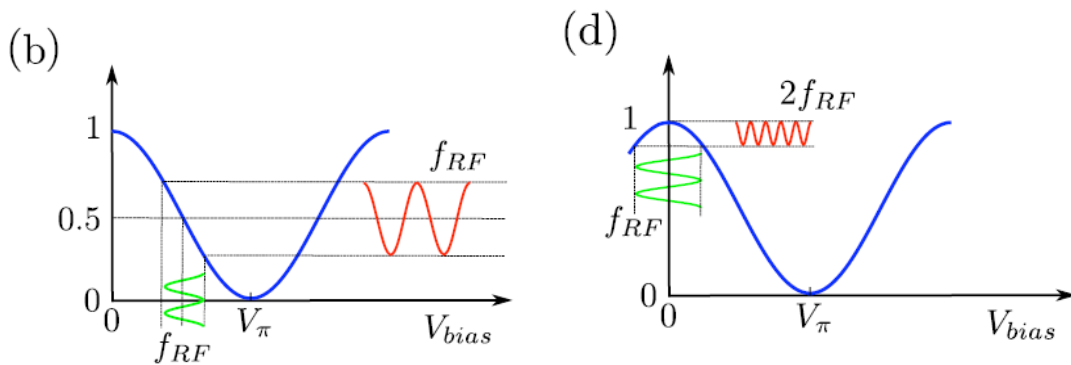


图 5.5 电光强度调制传输特性曲线: (a)  $\Gamma_0 = \pi/2$ , (b)  $\Gamma_0 = 0$

### 5.3 频移反馈激光的通用理论模型及分析

频移反馈激光的理论核心是结合调制器的电场传输特性和环路的选频特性, 构建激光延时自外差干涉理论模型。5.2 节概括性地描述了电光强度调制、电光相位调制的传输函数 (3.2 节描述了声光移频的传输函数)。在此基础上研究频移反馈激光的通用理论模型。

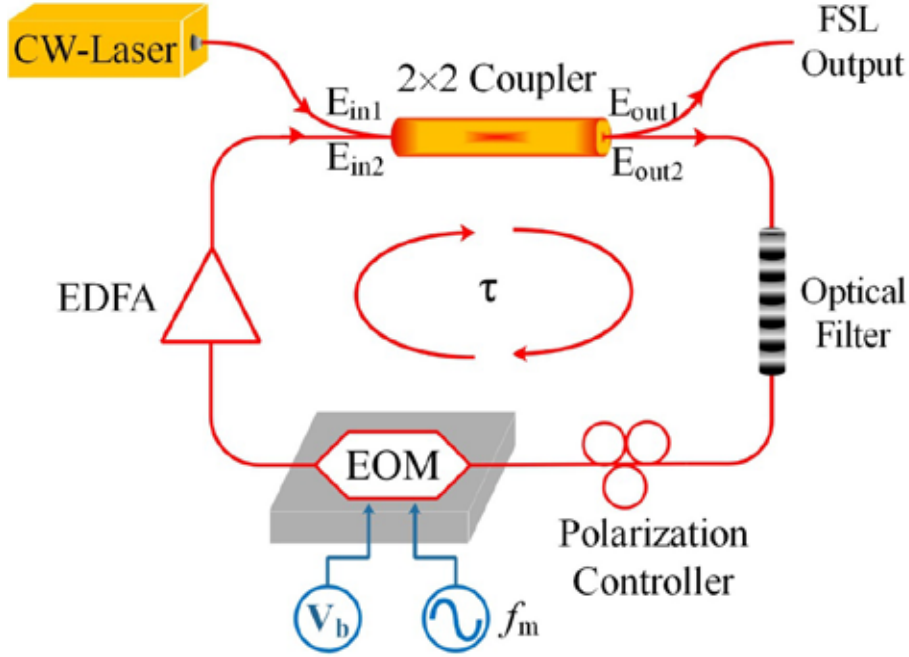


图 5.6 频移反馈激光示意图

频移反馈激光示意图如图 5.6 所示。假设耦合器的传输矩阵为  $t_{ij} = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix}$ ,  $E_{in}$ 、 $E_{out}$  分别为  $2 \times 2$  耦合器的输入、输出激光电场表达式。种子激光的电场表达式为  $E_{in1} e^{j\omega_0 t}$ , 其中激光角频率为  $\omega_0 = 2\pi f_0$ 。假设激光在环路中传输一周所需时间为  $\tau$ , 调制器（包括电光强度调制、相位调制、声光频率调制）的传输函数为  $\Upsilon^{(l)}(t)$ , 其中  $l$  为种子激光在环路中的传输次数。包含不同调制类型的频移反馈激光理论模型的通式可以表示为：

$$E_{out1}(t) = \left( t_{11} + t_{21} t_{12} \sum_{l=1}^N t_{22}^l \Upsilon^l \prod_{n=1}^l \Upsilon^{(n)}(t) e^{j l \omega_0 \tau} \right) E_{in1} e^{j \omega_0 t} \quad (5.13)$$

其中，声光调制器的传输函数为  $\Upsilon^{(n)} = e^{j\omega_m(t-n\tau)}$ ；电光相位调制器的传输函数为  $\Upsilon^{(n)} = e^{j\delta \sin(\omega_m(t-n\tau))}$ ；电光强度调制器的传输函数为  $\Upsilon^{(n)} = \sin(\Gamma + \Gamma_m \sin(\omega_m(t-n\tau)))$ , 其中  $\omega_m$  是调制频率。法国研究学者 H.Guillet de Chatellus 对基于声光移频调制的频移反馈激光进行了详细地分析，包括分数时域 Tablot 效应，频率-时间映射效应。接下来将分析不同调制传输特性对输出激光的时频域的影响。

## 5.4 基于电光相位调制的频移反馈激光理论模型

电光相位调制的传输函数为  $\gamma^{(n)}(t) = e^{j\delta \sin(2\pi f_m(t-n\tau))}$ ，其中  $\delta = \pi V_m/V_\pi$  为调制深度。根据频移反馈激光理论模型 (5.13)，基于电光相位调制的频移反馈激光的输出电场可表示为：

$$E_{out1}(t) = \left( t_{11} + t_{21}t_{12} \sum_{l=1}^N t_{22}^l \gamma^l \prod_{n=1}^l e^{j\delta \sin(\omega_m(t-n\tau))} e^{jl\omega_o\tau} \right) E_{in1} e^{j\omega_o t} \quad (5.14)$$

根据射频频率和环路基频的关系，分为：1) 整数 Talbot 条件，即  $f_m/f_c = p$  ( $p$  为正整数)，2) 分数 Talbot 条件，即  $f_m/f_c = p/q$  ( $p, q$  为互质正整数)。

### 5.4.1 整数 Talbot 条件

#### 5.4.1.1 理论模型

当相位调制频率满足  $f_m/f_c = p$  ( $p$  为整数) 时，公式 (5.14) 可化简为

$$E_{out1}(t) = \left( t_{11} + t_{21}t_{12} \sum_{l=1}^N t_{22}^l \gamma^l e^{j(\delta l \sin(\omega_m t) + l\omega_o\tau)} \right) E_{in1} e^{j\omega_o t} \quad (5.15)$$

种子激光在环路中的频移次数  $N$  通常较大，根据求和公式可将公式 (5.15) 简化为

$$E_{out1}(t) = \left( t_{11} + t_{21}t_{12} \frac{t_{22}\gamma e^{j(\delta \sin(\omega_m t) + \omega_o\tau)}}{1 - t_{22}\gamma e^{j(\delta \sin(\omega_m t) + \omega_o\tau)}} \right) E_{in1} e^{j\omega_o t} \quad (5.16)$$

当相位因子  $\delta \sin(\omega_m t) + \omega_o\tau = 2k\pi$  时，频移反馈环路输出脉冲激光，这表明

- 1) 当种子激光是单频输入时，输出周期性脉冲，重频为电光调制频率；
- 2) 当多频率种子激光输入时，输出时域脉冲分布与种子激光频率有关，实现了激光频率-时间映射；
- 3) 由于三角函数的周期性，有可能在一个调制周期  $t_m = 2\pi/\omega_m$  内产生 2 个脉冲或 4 脉冲。由于激光角频率  $\omega_o$  远远大于环路基频  $f_c = 1/\tau$ ，因此  $\omega_o\tau$  为远大于 1 的实数，设  $\omega_o\tau = 2k'\pi + \Delta\varphi$ ， $-\pi < \Delta\varphi < \pi$ ， $k'$  为整数。那么一定存在整数  $k = k'$ ，使得  $|\omega_o\tau - 2k\pi| < \pi$ 。根据射频调制深度的定义  $\delta = \pi V_m/V_\pi$ ，通过

调节射频电压 $V_m$ ，可以实现调制深度的连续可调。下面根据调制深度 $\delta$ 的大小分析种子激光波长与脉冲输出分布的关系：

### (1) 当调制深度 $\delta$ 大于 $\pi$ 时 ( $\delta > \pi$ )

当调制深度大于 $\pi$ 时， $-1 < (2k\pi - \omega_o\tau)/\delta < 1$ ，根据反正弦函数特性，输出脉冲在一个射频周期内的分布为：

$$t = \sin^{-1}((2(k - k')\pi - \Delta\varphi)/\delta)/2\pi f_m \quad (5.17)$$

当 $|\Delta\varphi|$ 相对较小时，只有 $k - k' = 0$ 可以使得反三角函数的自变量 $|(2(k - k')\pi - \Delta\varphi)/\delta| < 1$ ，此时脉冲分布在 $t = \sin^{-1}(-\Delta\varphi/\delta)/2\pi f_m$ 时刻，其分布将取决于激光频率余项 $\Delta\varphi$ 的大小，因此实现了激光频率-时间映射。当 $\Delta\varphi$ 的绝对值相对较大时，此时 $|k - k'| = 1, 0$ 使都有可能使得 $|(2(k - k')\pi - \Delta\varphi)/\delta| < 1$ 成立，此时脉冲分布将变得较为复杂。图 5.7 (a) 和 (b) 为激光波长与时域脉冲分布的示意图。输出脉冲的时域分布与种子激光的频率呈周期性反三角函数，且有重叠区域。当种子激光频率不处于重叠区域时，如图 5.7 (a) 所示，不同频率的激光在时间轴上依次排布，实现了激光频率-时间的映射。此时光学频率的分辨率取决于脉冲宽度，或取决于激光在环路中的传输次数，该部分将在下一节进行详细叙述。从图 5.7 可以看出，脉冲在一个调制周期内产生两个脉冲，呈镜像分布，这是由正弦函数的对称特性决定的。同时我们发现，当种子激光频率间隔达到环路基频 $f_c$ 时，其输出脉冲分布完全相同，因此频率-时间映射的模糊频率范围为环路基频 $f_c$ 。当种子激光处于重叠区域时，如图 5.7 (b) 所示，在调制频率的一个周期内产生 4 个脉冲，此时即使激光频率在环路基频内同样也会引起混叠，无法识别。

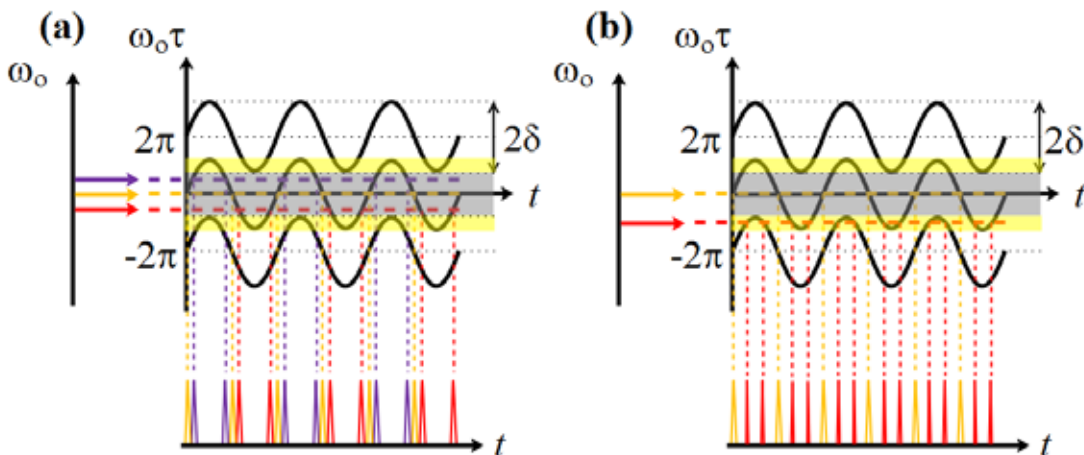


图 5.7 当调制深度 $\delta$ 大于 $\pi$ 时，种子激光波长与输出脉冲的时频分布关系：(a) 不同波长的种子激光分布于灰色区域；(b) 不同波长的种子激光处于黄色区域

### (2) 射频调制深度 $\delta = \pi$

脉冲时域分布与激光波长的关系如图 5.8 所示。与调制深度大于 $\pi$ 时的脉冲分布相比，不同 $k$ 值所对应的三角函数分布没有交叉区域，即完整实现了激光频率-时间的映射。脉冲宽度由频移反馈激光的频谱宽度决定， $\delta\tau = 2\pi/\Delta\omega$ ，频率宽度 $\Delta\omega = (2N + 1)\omega_s$ ， $N$ 为射频频率的移频阶次。频移阶次和环路基频限制了基于频移反馈环路的频率-时间映射的光频分辨率 $\delta f$ ，可以表示为

$$\delta f = \frac{\delta\tau}{\tau/2} f_c = \frac{2\omega_s\omega_c}{2\pi\Delta\omega} = \frac{2\omega_c}{2\pi(2N + 1)} \quad (5.18)$$

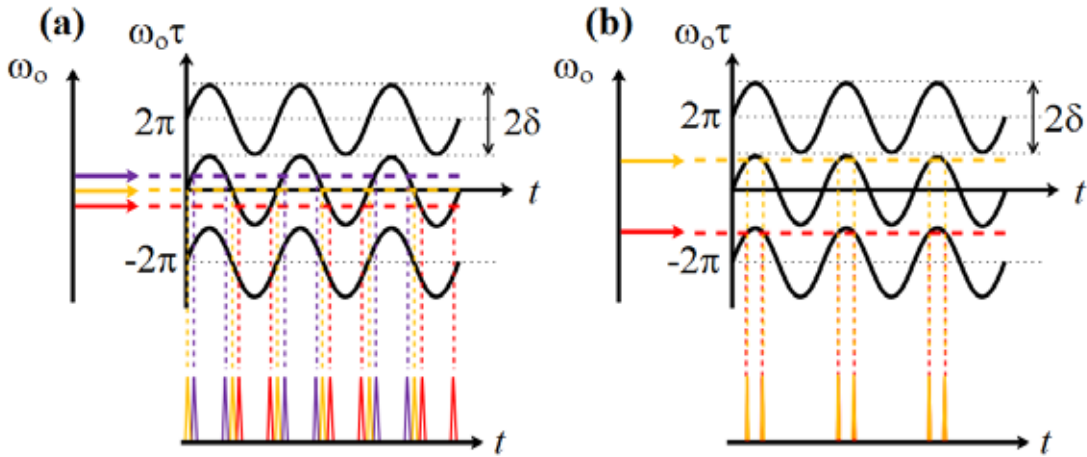


图 5.8 当调制深度 $\delta$ 等于 $\pi$ 时，种子激光波长与输出脉冲的时频分布关系：(a) 不同波长的种子激光在一个周期内；(b) 不同波长的种子激光相差环路基频对应的频率时时，输出脉冲分布相同

### (3) 调频调制深度 $\delta < \pi$

当调制深度 $\delta < \pi$ 时，脉冲时域分布与激光波长的关系如图 5.9 所示。由于公式 (5.17) 在某些时刻不能成立，即 $|(2(k - k')\pi - \Delta\varphi)/\delta| > 1$ ，导致脉冲分布具有一定特殊性。当激光频率处于区域灰色区域时，仍能实现激光频率-时间的映射。当激光波长处于黄色区域时，一个调制周期内输出单一脉冲，且分布完全相同，无法实现激光频率-时间的映射。

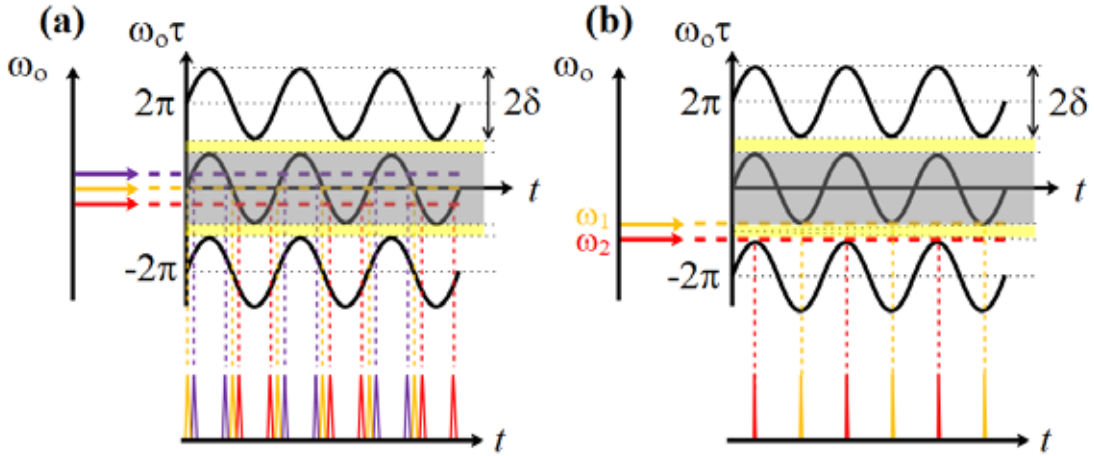


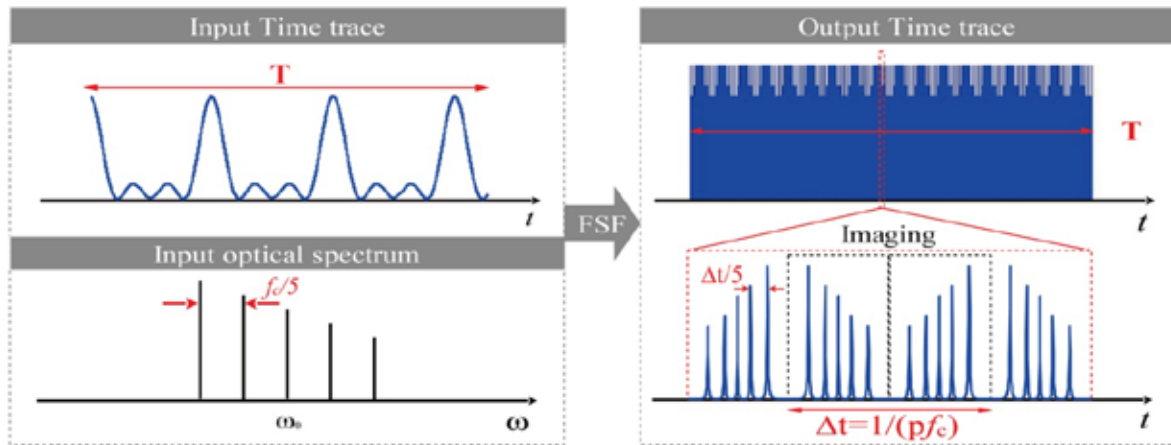
图 5.9 当调制深度 $\delta$ 小于 $\pi$ 时，种子激光波长与输出脉冲的时频分布关系：(a) 不同波长的种子激光分布于灰色区域；(b) 不同波长的种子激光分布于黄色区域时

#### 5.4.1.2 仿真结果

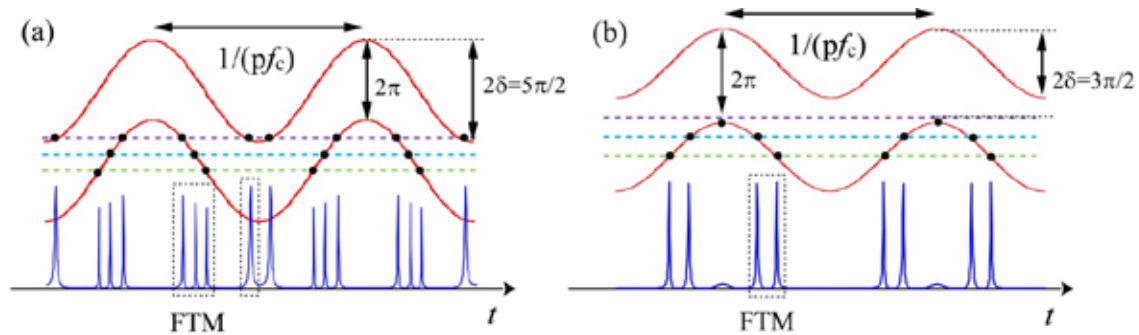
根据上述分析，对基于频移反馈环路的频率-时间映射特性进行仿真验证。

$2 \times 2$  耦合器的强度传输系数设为  $\begin{bmatrix} \sqrt{2}/2 i & \sqrt{2}/2 \\ \sqrt{2}/2 & \sqrt{2}/2 i \end{bmatrix}$ ，环路损耗系数设为 0.4。为了

提高射频的频移次数，设增益系数为 3.4，使得  $t_{22}\gamma$  接近 1。从仿真结果中发现，当满足整数 Talbot 条件 ( $f_m/f_c = p$ ) 且  $t_{22}\gamma$  为固定值时，不论  $p$  为何值，其输出脉冲宽度与脉冲周期之比始终相同 ( $\delta\tau/t_m = \text{constant}$ )；即当调制频率提高时，频率-时间映射的脉冲间隔同比例减小，说明  $p$  值对频移反馈环路的频率-时间映射特性没有影响。当电光调制器的调制深度为  $\pi$  时，仿真结果如图 5.10 所示。为了验证激光频率-时间映射特性，假设 5 束频率各异、频差为  $f_c/5$ 、强度分布从低频到高频逐渐递减的激光注入频移反馈环路中。由于电光调制器的正弦调制特性，使得激光频率-时间映射呈现镜像特性，如图 5.10 所示。由于镜像映射特性，不同频率的脉冲分布在半个调制周期内，这与传统离散信号傅里叶变换呈现一致性，即环路基频作为采样频率限制了光域傅里叶变换的频率范围，光频差超过基频时会发生频率混叠现象。

图 5.10 当调制深度为 $\pi$ 时，激光频率-时间的映射仿真结果

调节电光调制器的调制深度为 $\delta = 5\pi/4$ ，此时相邻 $k$ 值的脉冲响应函数相互重叠。当种子激光频率位于相互重叠的区域时，由于多重映射导致频率混叠，如图 5.11 (a) 所示。三束不同频率的种子激光注入到频移反馈环路中，频率分别为 $f_0 + 2/5 f_c$ ， $f_0 + 1/5 f_c$ ， $f_0$ （满足 $f_0 \tau = 2k'\pi$ ）。可以发现，激光频率为 $f_0 + 2/5 f_c$ 时， $\delta > 2\pi - \Delta\varphi = 6\pi/5$ ，处于重叠区域，导致产生多重映射。降低电光调制器的调制深度至 $\delta = 3\pi/4$ ，此时相邻 $k$ 值的脉冲响应函数不连续，存在无法覆盖的区域，如图 5.11 (b) 所示。假设频率分别为 $f_0 + 2/5 f_c$ ， $f_0 + 1/5 f_c$ ， $f_0$ （满足 $f_0 \tau = 2k'\pi$ ）的种子激光注入到频移反馈环路中。高频激光处于非连续段，具有以下特点：1) 脉冲强度低较其他波长的脉冲低；2) 无法分辨激光频率。

图 5.11 (a) 调制深度 $\delta = 5\pi/4$ 时的不同激光频率的脉冲响应；(b) 调制深度 $\delta = 3\pi/4$ 时的不同激光频率的脉冲响应

## 5.4.2 分数 Talbot 条件

### 5.4.2.1 理论模型

当相位调制器的调制频率满足 $f_m/f_c = p/q$ 时，公式 (5.14) 可简化为：

$$\begin{aligned}
 E_{out1}(t) &= \left( t_{11} + t_{21}t_{12} \sum_{l=1}^N t_{22}^l \gamma^l \prod_{n=1}^l e^{j\delta \sin(\omega_m t - 2\pi n p/q)} e^{jl\omega_o \tau} \right) E_{in1} e^{j\omega_o t} \\
 &= \left( t_{11} + t_{21}t_{12} \sum_{l=1}^N t_{22}^l \gamma^l e^{j\delta \sum_{n=1}^l \sin(\omega_m t - 2\pi n p/q)} e^{jl\omega_o \tau} \right) E_{in1} e^{j\omega_o t}
 \end{aligned} \tag{5.19}$$

根据指数求和公式：

$$\sum_{n=1}^q e^{-j2\pi n p/q} = \frac{e^{-j2\pi p/q} (1 - (e^{-j2\pi p/q})^q)}{1 - e^{-j2\pi p/q}} = 0 \tag{5.20}$$

公式 5.20 两边同乘以随时间变化的指数项： $\sum_{n=1}^q e^{j\omega_m t - j2\pi n p/q} = 0$ ，根据欧拉公式  $e^{jx} = \cos(x) + j\sin(x)$  展开：

$$\sum_{n=1}^q e^{j\omega_m t - j2\pi n p/q} = \sum_{n=1}^q \cos(\omega_m t - 2\pi n p/q) + j \sum_{n=1}^q \sin(\omega_m t - 2\pi n p/q) \tag{5.21}$$

由正交性原理可知， $\sum_{n=1}^q \cos(\omega_m t - 2\pi n p/q) = 0$  以及  $\sum_{n=1}^q \sin(\omega_m t - 2\pi n p/q) = 0$ ，因此

$$\prod_{n=1}^q e^{j\delta \sin(\omega_m t - 2\pi n p/q)} = e^{j\delta \sum_{n=1}^q \sin(\omega_m t - 2\pi n p/q)} = 1 \tag{5.22}$$

设  $F(t)_l = t_{22}^l \gamma^l \prod_{n=1}^l e^{j\delta \sin(\omega_m t - 2\pi n p/q)} e^{jl\omega_o \tau}$ ，公式 (5.11) 可表示为：

$$\begin{aligned}
 F(t)_{l+q} &= t_{22}^{l+q} \gamma^{l+q} \prod_{n=1}^{l+q} e^{j\delta \sin(\omega_m t - 2\pi n p/q)} e^{j(l+q)\omega_o \tau} \\
 &= F(t)_l t_{22}^q \gamma^q e^{jq\omega_o \tau} \prod_{n=l+1}^{l+q} e^{j\delta \sin(\omega_m t - 2\pi n p/q)} \\
 &= F(t)_l t_{22}^q \gamma^q e^{jq\omega_o \tau}
 \end{aligned} \tag{5.23}$$

设  $N = K \times q$ ， $\rho^q = t_{22}^q \gamma^q e^{jq\omega_o \tau}$ 。根据公式 (5.23) 可化简 (5.14)



$$\begin{aligned}
E_{out1}(t) &= \left( t_{11} + t_{21}t_{12} \sum_{l=1}^N F(t)_l \right) E_{in1} e^{j\omega_0 t} \\
&= \left( t_{11} + t_{21}t_{12} \sum_{l=1}^{Kq} F(t)_l \right) E_{in1} e^{j\omega_0 t} \\
&= \left( t_{11} + t_{21}t_{12} \sum_{k=0}^{K-1} \sum_{l=kq+1}^{kq+q} F(t)_l \right) E_{in1} e^{j\omega_0 t} \\
&= \left( t_{11} + t_{21}t_{12} \sum_{k=0}^{K-1} \rho^{kq} \sum_{l=1}^q F(t)_l \right) E_{in1} e^{j\omega_0 t} \\
&= \left( t_{11} + t_{21}t_{12} \sum_{l=1}^q F(t)_l \frac{1 - \rho^{Kq}}{1 - \rho^q} \right) E_{in1} e^{j\omega_0 t}
\end{aligned}$$

(5.24)

其中,  $\sum_{l=1}^q F(t)_l = \sum_{l=1}^q t_{22}^l \gamma^l \prod_{n=1}^l e^{j\delta \sin(\omega_m t - 2\pi n p/q)} e^{jl\omega_0 \tau}$ 。上述公式表明: 在分数 Talbot 条件下, 高阶谐波相干相消, 输出频谱仅包含 0 到  $q$  阶的谐波。因此理论上无法产生脉冲激光, 但通过控制谐波的数量和强度仍可以产生时域任意波形。

#### 5.4.2.2 仿真结果

根据公式 (5.24), 设置不同的参数  $p/q$ , 对基于电光相位调制的频移反馈激光的输出波形进行仿真。环路的基频设定为  $f_c = 10 \text{ MHz}$ , 电光调制频率设定为  $f_s = 100 \text{ MHz} + (p/q)f_c$ ,  $2 \times 2$  耦合器的分束比为 50:50, 环路损耗为 0.4, 增益为 3.4, 计算得到  $\gamma \approx 1$ 。图 5.12-14 所示为不同  $p, q$  情况下的仿真输出波形。其中当  $p/q = 1/7$  时, 产生了典型的锯齿波波形。当  $p/q = 2/5, p/q = 3/5, p/q = 3/7, p/q = 3/8$  时产生了三角波。

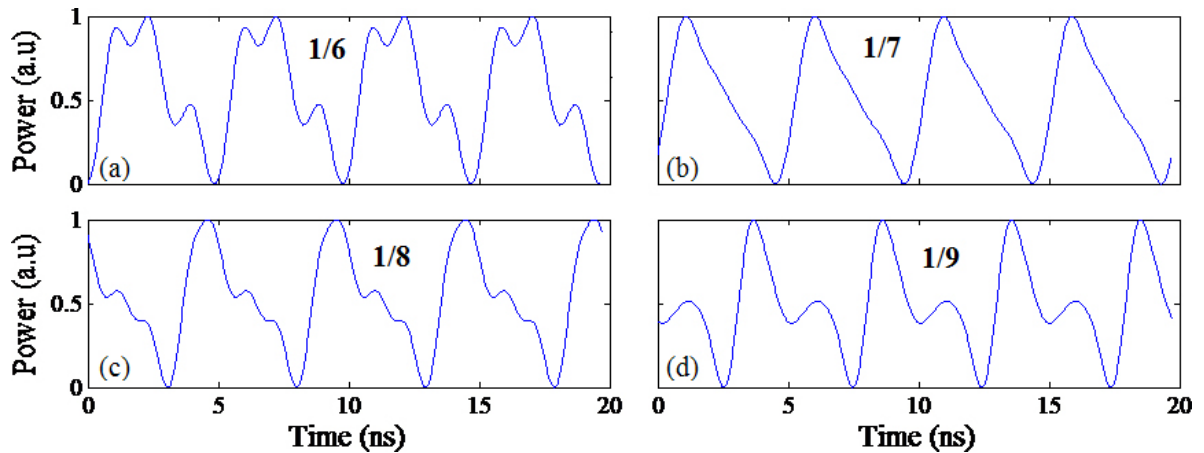


图 5.12 分数 Talbot 条件下  $p = 1$  时, 不同  $q$  值对应的输出波形: (a)  $q = 6$ ; (b)  $q = 7$ ; (c)  $q = 8$ ; (d)  $q = 9$

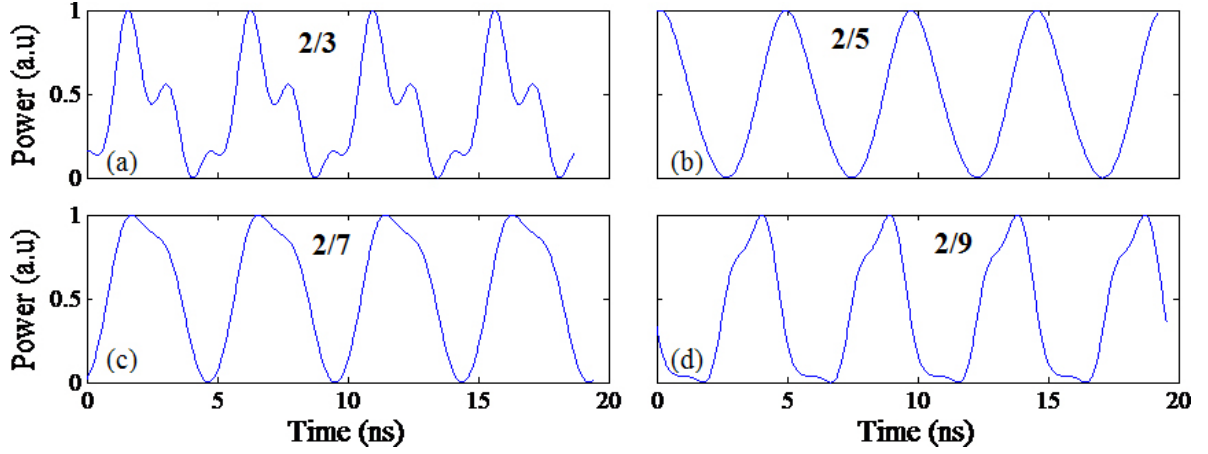


图 5.13 分数 Talbot 条件下  $p = 2$  时, 不同  $q$  值对应的输出波形: (a)  $q = 3$ ; (b)  $q = 5$ ; (c)  $q = 7$ ; (d)  $q = 9$

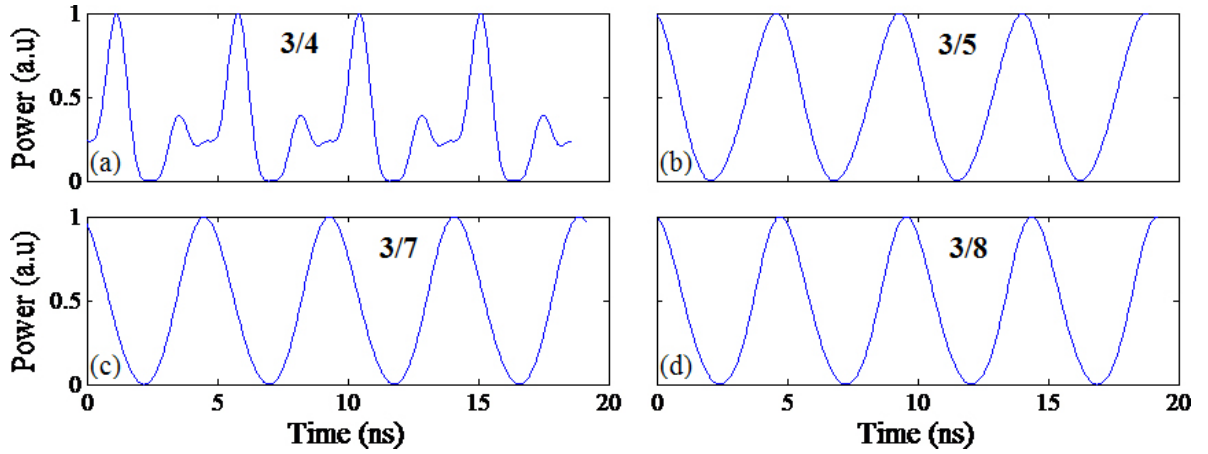


图 5.14 分数 Talbot 条件下  $p = 3$  时, 不同  $q$  值对应的输出波形: (a)  $q = 3$ ; (b)  $q = 5$ ; (c)  $q = 7$ ; (d)  $q = 9$

## 5.5 基于电光强度调制的频移反馈激光理论模型

根据公式(5.12), 电光强度调制的传输函数为  $Y(t) = \sin(\Gamma_0 + \Gamma_m \sin(2\pi f_m t))$ , 其中  $\Gamma_0$  为固定相位延迟,  $\Gamma_m$  为调制深度。由公式(5.13)可得基于电光强度调制的频移反馈激光的表达式为

$$E_{out1}(t) = \left( t_{11} + t_{12}t_{21} \sum_{l=1}^N t_{22}^l \gamma^l \prod_{n=1}^l \sin(\Gamma_0 + \Gamma_m \sin(2\pi f_m(t - l\tau))) e^{jl\omega_0\tau} \right) E_{in1} e^{j\omega_0 t} \quad (5.25)$$

与基于相位调制的频移反馈激光研究过程一致，分别从整数 Talbot 条件和分数 Talbot 条件出发，研究频移反馈激光的双脉冲特性和时域 Talbot 效应。

### 5.5.1 整数 Talbot 条件

#### 5.5.1.1 理论模型

当射频调制频率等于整数倍基频时（ $f_m/f_c = p$ ， $p$ 为整数），公式（5.25）可化简为

$$\begin{aligned}
 E_{out1}(t) &= \left( t_{11} + t_{12}t_{21} \sum_{l=1}^N t_{22}^l \gamma^l \prod_{n=1}^l \sin(\Gamma_0 + \Gamma_m \sin(2\pi f_m t)) e^{j l \omega_o \tau} \right) E_{in1} e^{j \omega_o t} \\
 &= \left( t_{11} + t_{12}t_{21} \sum_{l=1}^N t_{22}^l \gamma^l \sin^l(\Gamma_0 + \Gamma_m \sin(2\pi f_m t)) e^{j l \omega_o \tau} \right) E_{in1} e^{j \omega_o t} \\
 &= \left( t_{11} + t_{12}t_{21} \frac{t_{22} \gamma \sin(\Gamma_0 + \Gamma_m \sin(2\pi f_m t)) e^{j \omega_o \tau}}{1 - t_{22} \gamma \sin(\Gamma_0 + \Gamma_m \sin(2\pi f_m t)) e^{j \omega_o \tau}} \right)
 \end{aligned} \tag{5.26}$$

设  $\theta(t) = \Gamma_0 + \Gamma_m \sin(2\pi f_m t)$ ；显然当  $\theta(t) = \pi/2$  时，频移反馈环路输出脉冲激光。值得注意的是，不同的激光频率仅对输出脉冲的强度产生一定影响，而对输出脉冲的分布没有影响，因此无法实现激光频率-时间的映射。由于正弦函数的周期性，在一个调制周期  $f_m$  内，产生了一对脉冲，如图 5.15 所示。双脉冲间隔受固定相位延迟、调制深度以及调制频率的影响，用  $\Delta t$  表示：

$$\Delta t = \frac{1}{2f_m} \left[ 1 - \frac{2}{\pi} \sin^{-1} \left( \frac{\pi/2 - \Gamma_0}{\Gamma_m} \right) \right] \tag{5.27}$$

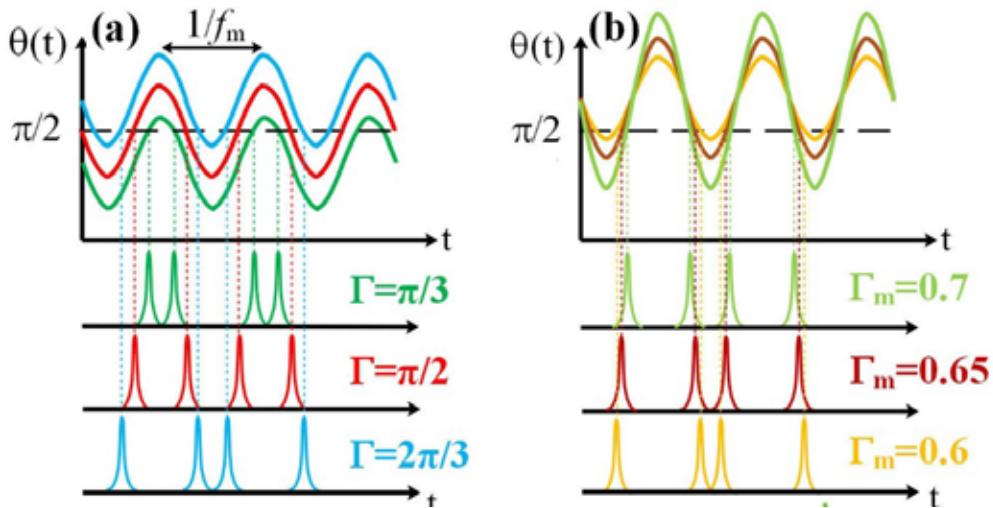
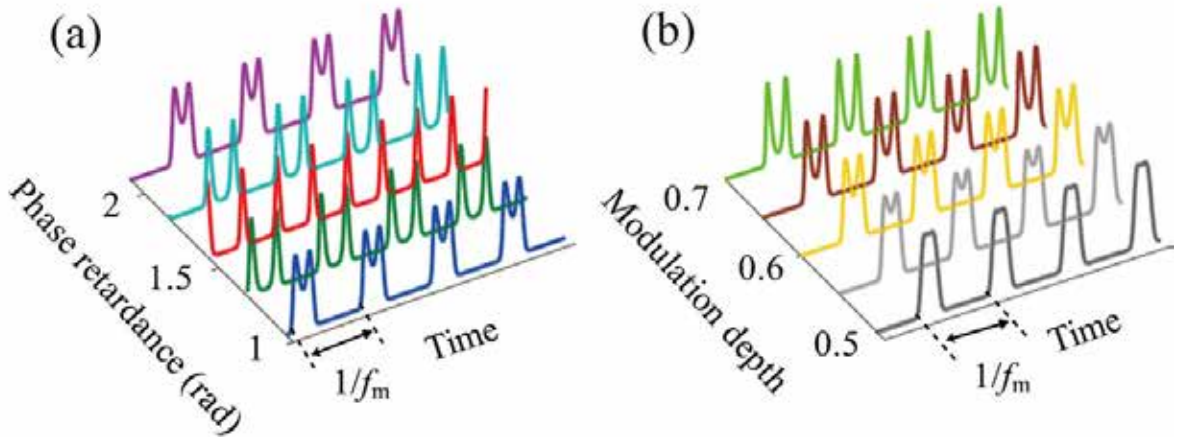


图 5.15 输出脉冲的时域分布示意图：(a) 固定相位延迟对输出脉冲的影响；(b) 调制深度对输出脉冲的影响

### 5.5.1.2 仿真结果

根据上述分析，仿真整数 Talbot 条件下的强度调制频移反馈环路的输出特性。环路基频、 $2 \times 2$ 耦合器、环路损耗、增益均与之前的仿真设置相同，电光调制频率  $f_s = 10f_c$ 。图 5.16 (a) 为调制深度  $\Gamma_m = 0.7$  时，不同固定相位延迟对输出双脉冲的影响。从图中可以看出，当固定相位延迟从  $\Gamma = \pi/3$  (蓝色实线) 提高到  $\Gamma = \pi/2$  (红色实线) 时，双脉冲间隔逐渐增大，直至脉冲间隔为  $\Delta t = 1/(2f_m)$ 。随着固定相位继续增加至  $\Gamma = 2\pi/3$  (紫色实线)，双脉冲间隔逐渐减小。这证明了通过调节固定相位延迟可以实现双脉冲间隔的连续可调。图 5.16 (b) 为固定相位延迟  $\Gamma = 2\pi/3$  时，调制深度对双脉冲间隔的影响。随着调制深度从  $\Gamma_m = 0.7$  (浅绿色实线) 降低到  $\Gamma_m = 0.5$  (黑色实线)，脉冲间隔逐渐减小。当  $\Gamma_m = 0.5$  时双脉冲几乎合并为同一脉冲。



5.16 基于电光强度调制的双脉冲仿真结果：(a) 固定相位延迟对输出双脉冲的影响；(b) 调制深度对双脉冲的影响

## 5.5.2 分数 Talbot 条件

### 5.5.2.1 理论模型

根据公式 (5.26)，当固定相位延迟从  $\Gamma_0 = \pi/2$  降低到  $\Gamma_0 = 0$  时，输出的脉冲间隔逐渐减小，直至两个脉冲重合为单脉冲。假设 1) 电光调制频率与环路基频满足  $f_m/f_c = p/q$  ( $p, q$  为互质整数)；2) 固定相位延迟  $\Gamma_0 = 0$ 。此时，可近似满足  $\sin(\Gamma_m \sin(2\pi f_m(t - l\tau))) = \Gamma_m \sin(2\pi f_m(t - l\tau))$ 。那么公式 5.25 可化简为

$$E_{out1}(t) = \left( t_{11} + t_{21}t_{12} \sum_{l=1}^N (t_{22}\gamma\Gamma_m)^l \prod_{n=1}^l \sin\left(2\pi f_m t - 2\pi n \frac{p}{q}\right) e^{jl\omega_o\tau} \right) E_{in1} e^{j\omega_o t} \quad (5.28)$$

$$\text{设 } F(t)_l = (t_{22}\gamma\Gamma_m)^l e^{jl\omega_o\tau} \prod_{n=1}^l \sin\left(2\pi f_m t - 2\pi n \frac{p}{q}\right),$$

$$\begin{aligned} F(t)_{l+q} &= (t_{22}\gamma\Gamma_m)^{l+q} e^{j(l+q)\omega_o\tau} \prod_{n=1}^{l+q} \sin\left(2\pi f_m t - 2\pi n \frac{p}{q}\right) \\ &= F(t)_l (t_{22}\gamma\Gamma_m)^q e^{jq\omega_o\tau} \prod_{n=l+1}^{l+q} \sin\left(2\pi f_m t - 2\pi n \frac{p}{q}\right) \\ &= F(t)_l (t_{22}\gamma\Gamma_m)^q e^{jq\omega_o\tau} \prod_{n=1}^q \sin\left(2\pi f_m t - 2\pi n \frac{p}{q}\right) \end{aligned} \quad (5.29)$$

假设频移次数  $N = Kq$  ( $K$  为整数)， $\rho^q = (t_{22}\gamma\Gamma_m)^q e^{jq\omega_o\tau} \prod_{n=1}^q \sin(2\pi f_m t - 2\pi n p/q)$ 。对公式 (5.22) 进行化简，

$$\begin{aligned}
E_{out1}(t) &= \left( t_{11} + t_{21}t_{12} \sum_{l=1}^N F(t)_l \right) E_{in1} e^{j\omega_0 t} \\
&= \left( t_{11} + t_{21}t_{12} \sum_{l=1}^{Kq} F(t)_l \right) E_{in1} e^{j\omega_0 t} \\
&= \left( t_{11} + t_{21}t_{12} \sum_{k=0}^{K-1} \sum_{l=kq+1}^{kq+q} F(t)_l \right) E_{in1} e^{j\omega_0 t} \\
&= \left( t_{11} + t_{21}t_{12} \sum_{k=0}^{K-1} \rho^{kq} \sum_{l=1}^q F(t)_l \right) E_{in1} e^{j\omega_0 t} \\
&= \left( t_{11} + t_{21}t_{12} \sum_{l=1}^q F(t)_l \frac{1 - \rho^{Kq}}{1 - \rho^q} \right) E_{in1} e^{j\omega_0 t}
\end{aligned} \tag{5.30}$$

与相位调制频移反馈激光不同，此时  $\rho^q$  与调制频率有关。下面对参数  $\rho^q = (t_{22}\gamma\Gamma_m)^q e^{jq\omega_0\tau} \prod_{n=1}^q \sin(2\pi f_m t - 2\pi n p/q)$  进行详细分析。根据欧拉公式， $\rho^q$  可表示为：

$$\rho^q = (t_{22}\gamma\Gamma_m)^q e^{jq\omega_0\tau} (1/2)^q \prod_{n=1}^q \left( e^{j(2\pi f_m t) - j(2\pi n \frac{p}{q} + \frac{\pi}{2})} + e^{-j(2\pi f_m t) + j(2\pi n \frac{p}{q} + \frac{\pi}{2})} \right) \tag{5.31}$$

设  $\beta^q = \prod_{n=1}^q \left( e^{j(2\pi f_m t) - j(2\pi n \frac{p}{q} + \frac{\pi}{2})} + e^{-j(2\pi f_m t) + j(2\pi n \frac{p}{q} + \frac{\pi}{2})} \right)$ ， $\beta^q$  为互为共轭的复指数函数之和的乘积，与二项式定理即  $(x + y)^n$  以及对应的杨辉三角（或叫帕斯卡三角）密切相关。下面将主要分析 5.31 式展开后的各项特性。首先，互为共轭的两个复指数函数含有  $e^{j\pi/2}$  或  $e^{-j\pi/2}$ ；从复平面上来看，任意函数乘以  $e^{j\pi/2}$  都相当于在复平面上顺时针旋转了  $\pi/2$  的相位，而  $e^{j\pi/2}$  所对应的频移为  $-f_m$ 。因此该调制函数  $e^{-j(2\pi f_m t) + j(2\pi n p/q + \frac{\pi}{2})}$  对应于在复平面上顺时针旋转  $2\pi n p/q + \frac{\pi}{2}$  相位且旋转频率减小  $f_m$ 。同理，任意函数乘以  $e^{-j\pi/2}$  都相当于复平面逆时针旋转了  $\pi/2$  的相位，而  $e^{j\pi/2}$  所对应的频移为增加  $f_m$ 。因此调制函数  $e^{j(2\pi f_m t) - j(2\pi n p/q + \frac{\pi}{2})}$  对应于在复平面逆时针旋转  $2\pi n p/q + \frac{\pi}{2}$  相位且旋转频率增加  $f_m$ ，如图 5.17 (a) 所示。

图 5.17 (b) 为乘积次数与展开项的关系, 如当复指数函数相乘 3 次时, 可以产生  $e^{j3\omega mt}$ ,  $e^{j\omega mt}$ ,  $e^{-j\omega mt}$  以及  $e^{-j3\omega mt}$  四项。同时由于双边带调制的特殊性, 每一项都由多种路径产生, 具体的路径数可由二项式系数  $C_m^n$  表示, 其中  $m$  为连乘次数, 即杨辉三角的行数;  $n$  为帕斯卡三角中的第  $n+1$  项, 即杨辉三角的列数 ( $m \geq n \geq 0$ )。例如, 复指数函数连乘 3 项时,  $e^{j\omega mt}$  的产生方式总共由  $C_3^1 = 3$  种, 具体方式可以从图中箭头指向获得。假设  $n \leq q/2$ , 即研究正频率或者 0 频的电场表达式, 暂时不考虑负频率分布。每  $q$  行的第一个元素  $\beta^q(q, 1)$  以及  $\beta^q(q, q+1)$  可以直接表示为

$$\begin{aligned}\beta^q(q, 1) &= e^{j\left(2\pi q f_m t - \frac{q(q+1)2\pi}{2} p + \left(-\frac{\pi}{2}\right)q\right)} \\ \beta^q(q, q+1) &= e^{-j\left(2\pi q f_m t - \frac{q(q+1)2\pi}{2} p + \left(-\frac{\pi}{2}\right)q\right)}\end{aligned}\quad (5.32)$$

根据上述分析, 假设  $\beta^q(q, n)$  为杨辉三角中  $q$  行  $n$  列对应的元素, 可表示为:

$$\begin{aligned}\beta^q(q, n) &= e^{j\left(2\pi(q-2n+2)f_m t - \frac{q(q+1)2\pi}{2} p + \left(-\frac{\pi}{2}\right)(q-2n+2)\right)} \\ &\quad \times \left( \sum_{a_1=1}^{q-n+1} \sum_{a_2=a_1+1}^{q-n+2} \cdots \sum_{a_n=a_{n-1}+1}^q e^{j\left(2\sum_{k=1}^n a_k \frac{2\pi}{q} p\right)} \right)\end{aligned}\quad (5.33)$$

公式 (5.33) 由两部分构成, 即  $e^{j\left(2\pi(q-2n+2)f_m t - \frac{q(q+1)2\pi}{2} p + \left(-\frac{\pi}{2}\right)(q-2n+2)\right)}$  和  $\sum_{a_1=1}^{q-n+1} \sum_{a_2=a_1+1}^{q-n+2} \cdots \sum_{a_n=a_{n-1}+1}^q e^{j\left(2\sum_{k=1}^n a_k \frac{2\pi}{q} p\right)}$ 。第一项为又可以分为两部分: 1) 包括频率项和固定相移项  $e^{j\left(2\pi(q-2n+2)f_m t + \left(-\frac{\pi}{2}\right)(q-2n+2)\right)}$ , 这是由杨辉三角中的行列关系决定; 2)  $e^{j\left(-\frac{q(q+1)2\pi}{2} p\right)}$  可以理解为  $q$  行第一个元素 (即  $e^{j(2\pi m f_m t)}$ ) 的相移, 但是不同位置的相移不同, 需要在之后进行补偿。第二部分为相位补偿项, 杨辉三角  $(q, n)$  位置的元素由  $C_q^{n-1}$  项组成, 因此多个求和项的相乘用来计算每一个组成部分, 其次  $e^{j\left(2\sum_{k=1}^n a_k \frac{2\pi}{q} p\right)}$  用来补偿之前计算的误差, 可以理解为从  $m$  个元素中选择  $n$  个数的数量。

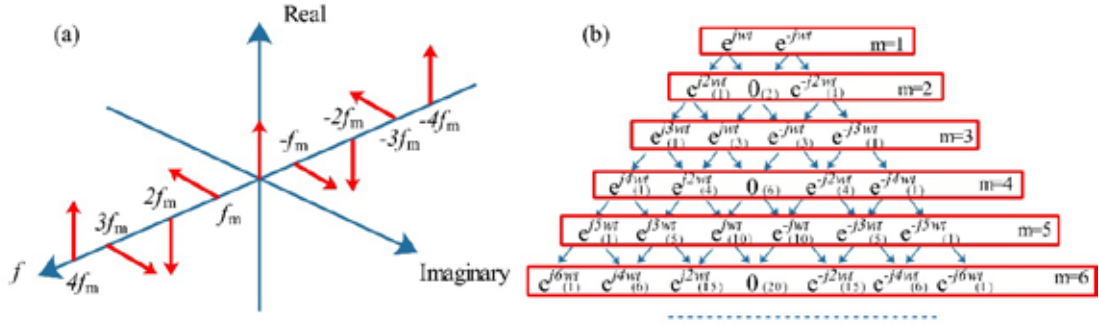


图 5.17 (a) 连乘过程中复指数平面的旋转特性; (b) 杨辉三角  
当  $m = q$  时, 分析第三项因子的大小

对公式 (5.33) 进行化简,

$$\begin{aligned}
 & \sum_{a_1=1}^{q-n+2} \sum_{a_2=a_1+1}^{q-n+3} \dots \sum_{a_n=a_{n-1}+1}^q e^{j(2\sum_{k=1}^n a_k \frac{2\pi}{q} p)} \\
 &= \sum_{a_1=1}^{q-n+2} \sum_{a_2=a_1+1}^{q-n+3} \dots \sum_{a_{n-1}=a_{n-2}+1}^{q-1} e^{j(\sum_{k=1}^{n-1} a_k \frac{2\pi}{q} 2p)} \frac{e^{j\frac{2\pi}{q} 2p(a_{n-1}+1)} - e^{j\frac{2\pi}{q} 2p(q+1)}}{1 - e^{j\frac{2\pi}{q} 2p}} = \\
 &= \sum_{a_1=1}^{q-n+2} \sum_{a_2=a_1+1}^{q-n+3} \dots \sum_{a_{n-2}=a_{n-3}+1}^{q-2} e^{j(2\sum_{k=1}^{n-2} a_k \frac{2\pi}{q} p)} \frac{(e^{j\frac{2\pi}{q} 2p(a_{n-2}+1)} - e^{j\frac{2\pi}{q} 2p(q+1)})(e^{j\frac{2\pi}{q} 2p(a_{n-2}+2)} - e^{j\frac{2\pi}{q} 2p(q+1)})}{(1 - e^{j\frac{2\pi}{q} 2p})(1 - e^{j\frac{2\pi}{q} 4p})} \\
 &= \dots = \sum_{a_1=1}^{q-n+2} e^{j(\frac{2\pi}{q} 2pa_1)} \frac{\prod_{l=1}^{n-1} (e^{j\frac{2\pi}{q} 2p(a_1+l)} - e^{j\frac{2\pi}{q} 2p(q+1)})}{\prod_{l=1}^{n-1} (1 - e^{j\frac{2\pi}{q} 2pl})} = \frac{\prod_{l=1}^n (e^{j\frac{2\pi}{q} 2pl} - e^{j\frac{2\pi}{q} 2p(q+1)})}{\prod_{l=1}^n (1 - e^{j\frac{2\pi}{q} 2pl})} \quad (5.34)
 \end{aligned}$$

$$\beta^q(q, n) = e^{j\left(2\pi(q-2n+2)f_s t - \frac{q(q+1)2\pi}{2} p + (-\frac{\pi}{2})(q-2n+2)\right)} \frac{\prod_{l=1}^n (e^{j\frac{2\pi}{q} 2pl} - e^{j\frac{2\pi}{q} 2p(q+1)})}{\prod_{l=1}^n (1 - e^{j\frac{2\pi}{q} 2pl})} \quad (5.35)$$

分以下两种情况 1)  $q$  是奇数或者  $q$  是偶数且  $n \neq q/2$ ; 2)  $q$  是偶数且  $n = q/2$  对公式 (5.35) 进行分析。

(1)  $q$  是奇数或者  $q$  是偶数且  $n \neq q/2$

当  $q$  是奇数或者  $q$  是偶数且  $n \neq q/2$  (即不是频率为 0 对应项) 时, 公式 5.35 的分母项  $\prod_{l=1}^n (1 - e^{j\frac{2\pi}{q} 2pl}) \neq 0$ 。但是在分子中, 当  $l = 1$  时,  $e^{j\frac{2\pi}{q} 2p} - e^{j\frac{2\pi}{q} 2p(q+1)} = 0$ 。因此



$$\frac{\prod_{l=1}^n \left( e^{j\frac{2\pi}{q}2pl} - e^{j\frac{2\pi}{q}2p(q+1)} \right)}{\prod_{l=1}^n \left( 1 - e^{j\frac{2\pi}{q}2pl} \right)} = 0 \quad (5.36)$$

这表明当 $q$ 是奇数，除去最高频率 $qf_m$ 项，任意正频率均为 0；当 $q$ 是偶数且 $n \neq q/2$ （不是 0 频项）时，除去最高频率 $qf_m$ 项，其余正频率项均为 0。

(2)  $q$ 是偶数且 $n = q/2$

当 $q$ 是偶数且 $n = q/2$ ，对应于杨辉三角的中心位置，即激光载波频率（无调制频率），公式 5.35 可以化简为：

$$\begin{aligned} \frac{\prod_{l=1}^n \left( e^{j\frac{2\pi}{q}2pl} - e^{j\frac{2\pi}{q}2p(q+1)} \right)}{\prod_{l=1}^n \left( 1 - e^{j\frac{2\pi}{q}2pl} \right)} &= \frac{\prod_{l=2}^n \left( e^{j\frac{2\pi}{q}2pl} - e^{j\frac{2\pi}{q}2p(q+1)} \right)}{\prod_{l=1}^{n-1} \left( 1 - e^{j\frac{2\pi}{q}2pl} \right)} \times \frac{e^{j\frac{2\pi}{q}2p} - e^{j\frac{2\pi}{q}2p(q+1)}}{1 - e^{j\frac{2\pi}{q}2pn}} \\ &= (-1)^n e^{j\frac{2\pi}{q}2pn} \frac{\prod_{l=2}^n \left( 1 - e^{j\frac{2\pi}{q}2p(l-1)} \right)}{\prod_{l=1}^{n-1} \left( 1 - e^{j\frac{2\pi}{q}2pl} \right)} \times \frac{(1 + e^{j2\pi p})(1 - e^{j2\pi p})}{1 - e^{j2\pi p}} \\ &= 2 \times (-1)^{(q/2)} \end{aligned} \quad (5.37)$$

根据初始定义 $\beta^q = \prod_{n=1}^q \sin(2\pi f_m t - 2\pi n p/q)$ ，其输结果一定为三角函数，那么当正频率项为 0 时，负频率项也一定为 0，反之亦然。根据公式(5.32)，(5.35)，(5.36)，(5.37) 的计算结果，可得 $\beta^q$ 为

$$\beta^q = \begin{cases} 2\sin\left(\left(-\frac{\pi}{2}\right)(q-1) + 2\pi q f_m t - 2\pi \frac{q(q+1)p}{2} \frac{p}{q}\right) & q \text{ is odd} \\ 2\sin\left(\left(-\frac{\pi}{2}\right)(q-1) + 2\pi q f_m t - 2\pi \frac{q(q+1)p}{2} \frac{p}{q}\right) + 2 \times (-1)^{(q/2)} & q \text{ is even} \end{cases} \quad (5.38)$$

其中系数 2 是由复指数函数求和引入的。进一步分析不同 $p$ ， $q$ 对 $\beta^q$ 的影响：

$$\beta^q = \begin{cases} (-1)^{(q-1)/2} \times 2\sin(2\pi q f_m t) & q \text{ is odd} \\ (-1)^{q/2} \times 4\sin^2(\pi q f_m t) & q \text{ is even} \end{cases} \quad (5.39)$$

设 $g^q = (t_{22}\gamma\Gamma_m)^q e^{jq\omega_o\tau}(1/2)^{q-1}$ ，最终得到频移反馈激光的输出电场为

$$\begin{aligned}
& E_{out1}(t) \\
& = \left\{ \begin{aligned} & \left( t_{11} + t_{21}t_{12} \frac{1 - (g^q (-1)^{(q-1)/2} \sin(2\pi q f_m t))^K}{1 - g^q (-1)^{(q-1)/2} \sin(2\pi q f_m t)} \sum_{l=1}^q F(t)_l \right) E_{in1} e^{j\omega_o t} & q \text{ is odd} \\ & \left( t_{11} + t_{21}t_{12} \frac{1 - (g^q (-1)^{q/2} \times 4 \sin^2(\pi q f_m t))^K}{1 - g^q (-1)^{q/2} \times 4 \sin^2(\pi q f_m t)} \sum_{l=1}^q F(t)_l \right) E_{in1} e^{j\omega_o t} & q \text{ is even} \end{aligned} \right\} \\
& \hspace{15em} (5.40)
\end{aligned}$$

对公式 (5.39) 和 (5.40) 进行详细分析可以发现, 其输出时域波形为脉冲。当  $q$  为奇数时,  $\beta^q = (-1)^{(q-1)/2} \sin(2\pi q f_m t) = 1$  输出峰值, 对应  $2\pi q f_m t = 2k\pi + \pi/2$  或  $2\pi q f_m t = 2k\pi - \pi/2$  ( $k$  为整数), 脉冲重频为  $qf_m$ 。当  $q$  为偶数时, 分为两种情况 1)  $q = 4k$  ( $k$  为正整数); 2)  $q = 4k + 2$  ( $k$  为正整数)。当  $q = 4k$  且  $\beta^q = 1$  时, 公式 5.40 表示重频为  $qf_m$  的脉冲序列。当  $q = 4k + 2$  且  $\beta^q = 0$  时, 公式 5.40 表示重频为  $qf_m$  的脉冲序列。

### 5.5.2.2 仿真结果

根据上述分析, 分别研究不同  $p/q$  时的脉冲输出特性, 如图 5.18 所示。仿真参数设置如下: 环路基频为  $f_c = 10$  MHz, 电光调制器调制频率  $f_m = 10f_c + (p/q)f_c$ ,  $2 \times 2$  耦合器的分束比为 50:50, 环路损耗为 0.4。与之前不同的是, 环路增益设置为 5.3, 此时  $t_{22}\gamma\Gamma_m > 1$ 。从公式 5.31 可以看出, 输出激光的各阶强度包含  $(1/2)^q$  的系数, 即频移次数越大, 相对强度越低。实际上  $(1/2)t_{22}\gamma\Gamma_m < 1$ , 这使得环路中各阶谐波强度仍逐级递减。从图 5.18 可以看出, 不论  $q$  值是奇数还是偶数, 当满足分数 Talbot 条件时均可以产生重频为  $qf_m$  的脉冲。同时注意到, 由于调制函数  $\sum_{l=1}^q F(t)_l$  的影响, 各个脉冲强度不完全相同, 但呈现周期性, 周期为  $1/(qf_m)$ , 即以  $q$  个脉冲为一周期, 第  $q + n$  个脉冲与第  $n$  个脉冲强度强度相同。

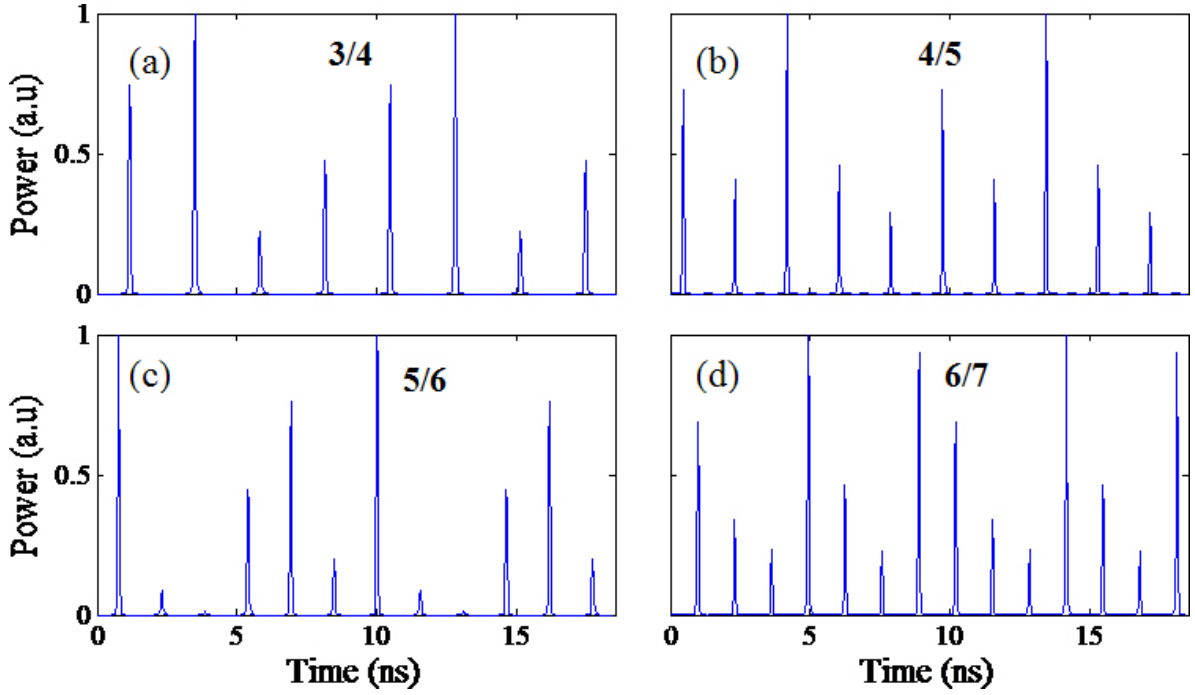


图 5.18 基于电光强度调制的时域 Talbot 效应:(a) $p/q = 3/4$ ; (b) $p/q = 4/5$ ; (c) $p/q = 5/6$ ; (d) $p/q = 6/7$

## 5.6 基于声光频率调制的频移反馈激光理论模型

基于声光频率调制的频移反馈激光是研究最为广泛的一种类型。类似于电光强度调制和相位调制的研究方式，声光频率调制的传递函数可以表示为  $Y(t) = e^{j2\pi f_m t}$ 。为进一步研究种子激光频率对输出波形的影响，化简公式 (5.10)，其输出电场可以表示为

$$E_{out1}(t) = \left( t_{11} + t_{21}t_{12} \sum_{l=1}^N t_{22}^l \gamma^l \prod_{n=1}^l e^{j2\pi f_m(t-n\tau)} e^{jl\omega_o\tau} \right) E_{in1} e^{j\omega_o t} \quad (5.41)$$

下面分别从整数 Talbot 条件和分数 Talbot 条件研究频移反馈激光的时频域特性。

### 5.6.1 整数 Talbot 条件

#### 5.6.1.1 理论模型

当  $f_m/f_c = p$  时，公式 5.38 可转换为

$$\begin{aligned}
E_{out1}(t) &= \left( t_{11} + t_{21}t_{12} \sum_{l=1}^N t_{22}^l \gamma^l e^{j\omega t} e^{j l \omega_0 \tau} \right) E_{in1} e^{j\omega_0 t} \\
&= \left( t_{11} + t_{21}t_{12} \frac{t_{22}\gamma e^{j\omega t} e^{j\omega_0 \tau}}{1 - t_{22}\gamma e^{j\omega t} e^{j\omega_0 \tau}} \right) E_{in1} e^{j\omega_0 t}
\end{aligned} \tag{5.42}$$

显然当  $\omega_m t + \omega_0 \tau = 2k\pi$  时，公式 (5.42) 表示为脉冲输出，且脉冲分布与激光频率密切相关。当种子激光为多个频率时，脉冲在时域上也线性分开，实现了频率-时间的映射，如图 5.19 所示。

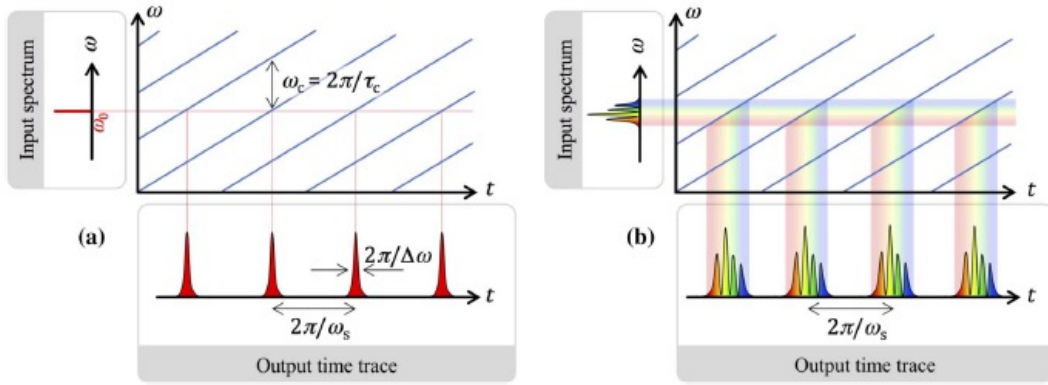


图 5.19 (a) 单一频率激光注入时的频移反馈激光输出脉冲特性；(b) 多个频率的脉冲注入时的频率-时间映射特性

### 5.6.1.2 仿真结果

根据公式 5.42，仿真种子激光频率对输出脉冲分布的影响，如图 5.20 所示。仿真参数设置如下：环路基频为  $f_c = 10$  MHz，电光调制器调制频率  $f_m = 10f_c$ ， $2 \times 2$  耦合器的分束比为 50:50，环路损耗 0.4，环路增益设置为 3.5，此时  $t_{22}\gamma\Gamma_m \approx 1$ 。为了验证线性频率-时间映射特性，仿真 5 束频率各异的激光注入环路中，频率分别为  $f_0 + 2/5 f_c$ ， $f_0 + 1/5 f_c$ ， $f_0$ ， $f_0 - 1/5 f_c$ ， $f_0 - 2/5 f_c$  ( $f_0 \tau = 2k'\pi$ )，强度分布从低频到高频逐渐递减。不同于基于电光相位调制频移反馈环路的镜像映射特性，基于频率调制的频移反馈环路呈现线性频率-时间映射。与相位调制频移反馈环路的频率-时间映射相同的是：1) 其光频分辨率取决于激光在环路中的频移次数  $N$ ；2) 光频超过环路基频时也会引起混频现象。

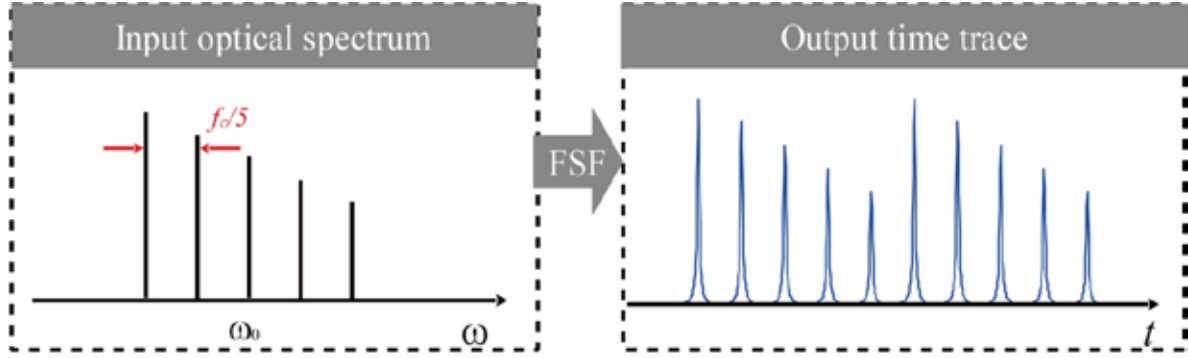


图 5.20 基于频率调制的频率-时间映射特性

## 5.6.2 分数 Talbot 条件

### 5.6.2.1 理论模型

当声光调制频率满足  $\varphi = \omega_m \tau = 2\pi p/q$  时，公式 5.38 可表示为

$$E_{out1}(t) = \left( t_{11} + t_{21}t_{12} \sum_{l=1}^N t_{22}^l \gamma^l e^{jl\omega_m t} e^{-j\frac{l(l+1)}{2}\varphi} e^{jl\omega_o \tau} \right) E_{in1} e^{j\omega_o t} \quad (5.43)$$

设  $\theta = \omega_m t + \omega_o \tau$ ，那么输出电场可以表示为以  $2\pi$  为周期的函数  $F(\theta)$

$$F(\theta) = \sum_{l=1}^N t_{22}^l \gamma^l e^{jl\theta} e^{j\frac{l(l+1)}{2}\varphi} \quad (5.44)$$

设  $\varphi_l = l(l+1)\varphi/2 = \pi l(l+1)p/q$  且  $q \ll N$ 。下面根据  $p$  和  $q$  的奇偶性分两种情况分别讨论：1)  $p$  为偶数或者  $q$  为奇数；2)  $p$  为奇数且  $q$  为偶数。

#### (1) $p$ 为偶数或者 $q$ 为奇数

此时  $\varphi_{l+q} = \pi(l^2 + 2lq + q^2 + l + q)p/q = \varphi_l + 2\pi lp + \pi p(q+1) = \varphi_l$ ，因此  $\varphi_l$  为周期函数，且周期为  $q$ 。那么，

$$F(\theta) = \frac{1 - e^{jN\theta}}{1 - e^{jq\theta}} \sum_{l=1}^{q-1} e^{jl\theta} e^{j\varphi_l} = \frac{1 - e^{jN(\omega_m t + \omega_o \tau)}}{1 - e^{jq(\omega_m t + \omega_o \tau)}} \sum_{l=1}^{q-1} e^{jl(\omega_m t + \omega_o \tau)} e^{j\pi l(l+1)p/q} \quad (5.45)$$

当  $\theta = \omega_m t + \omega_o \tau = (2k\pi)/q$  时， $F(\theta)$  表示为脉冲形式，这表明在一个射频周期内将产生  $q$  个脉冲。

(2)  $p$ 为奇数且 $q$ 为偶数

此时 $\varphi_{l+q} = \pi(l^2 + 2lq + q^2 + l + q)p/q = \varphi_l + 2\pi lp + \pi p(q + 1) = \varphi_l + \pi$ 。假设 $N = Kq$ ,

$$\begin{aligned} F(\theta) &= \sum_{l=1}^{q-1} e^{jl\theta} e^{j\varphi_l} \sum_{k=0}^{K-1} (-1)^k e^{jkq\theta} = \frac{1 - e^{jK(q\theta+\pi)}}{1 - e^{j(q\theta+\pi)}} \sum_{l=1}^{q-1} e^{jl\theta} e^{j\varphi_l} \\ &= \frac{1 - e^{jK(q\omega_m t - q\omega_o \tau + \pi)}}{1 - e^{j(q(\omega_m t - \omega_o \tau) + \pi)}} \sum_{l=1}^{q-1} e^{jl(\omega_m t - \omega_o \tau)} e^{j\pi l(l+1)p/q} \end{aligned} \quad (5.46)$$

显然当 $q\theta + \pi = q(\omega_m t + \omega_o \tau) + \pi = 2k\pi$ 时,  $F(\theta)$ 输出表示为脉冲形式, 这表明在一个射频周期内同样可以产生 $q$ 个脉冲。

### 5.6.2.2 仿真结果

根据公式 (5.46), 分别研究不同 $p/q$ 时的时域分数 Talbot 效应, 如图 5.21 所示。仿真参数设置如下: 环路基频为 $f_c = 10 \text{ MHz}$ , 电光调制器调制频率为 $f_m = 10f_c + (p/q)f_c$ ,  $2 \times 2$ 耦合器的分束比为 50:50, 环路损耗为 0.4, 环路增益为 3.5。从图中可以看出, 不论 $q$ 值是奇数还是偶数, 当满足分数 Talbot 条件时均可以产生重频为 $qf_m$ 的脉冲。对比基于电光强度调制的频移反馈环路的分数 Talbot 激光, 该强度相对稳定。

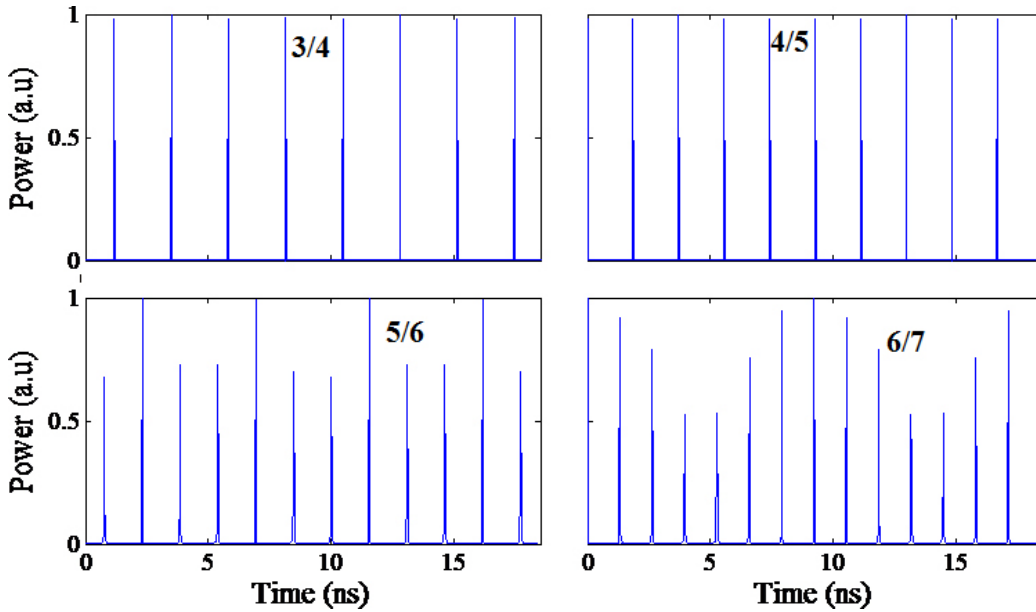


图 5.21 基于频率调制的时域 Talbot 效应

## 5.7 本章小结

本章分别从整数 Talbot 条件和分数 Talbot 条件两方面研究了基于相位调制、强度调制和频率调制的频移反馈激光的输出电场表达式。当整数 Talbot 条件满足时 ( $f_m/f_c = p$ ), 频移反馈环路输出重频为  $f_m$  的脉冲激光, 且不同调制类型的脉冲特性有所区别: 相位调制和频率调制可实现激光频率-时间的映射(光域实时傅里叶变换), 强度调制表现为双脉冲输出, 且可通过调节固定相位延迟和调制深度实现脉冲间隔连续可调。当分数 Talbot 条件满足时 ( $f_m/f_c = p/q$ ), 频率调制和强度调制可以产生时域分数 Talbot 激光(重频为  $qf_m$  的脉冲激光), 相位调制则由于高阶谐波的相消干涉而无法产生高重频脉冲, 但理论上可实现包括锯齿波、三角波在内的多种复杂波形。

## 第 6 章 双边带频移反馈激光实验

### 6.1 引言

第 5 章从理论上研究了不同调制类型（强度调制、相位调制和频率调制）频移反馈激光的时频域特性，数值仿真了调制频率、调制深度、偏置相位、激光环路基频和种子激光波长等因素对输出波形的影响，提出了双脉冲理论模型、频率-时间映射模型、时域分数 Talbot 激光理论模型等。在上述理论研究的基础上，本章开展相应的实验研究：1) 基于电光强度调制的频移反馈环路的双脉冲特性和时域分数 Talbot 效应研究；2) 基于电光相位调制的频移反馈激光的频率-时间映射特性研究。

### 6.2 双边带频移反馈激光实验设计

#### 6.2.1 实验方案

双边带频移反馈环路的实验装置如图 6.1 所示。单频连续激光作为种子源，与  $2 \times 2$  耦合器的输入端 1 连接，其中输出端 2 依次连接光纤滤波器、偏振控制器、电光调制器和光纤放大器。光纤放大器的输出端与  $2 \times 2$  耦合器的输入端 2 相连，构成频移反馈环路， $2 \times 2$  耦合器的输出端 1 作为频移反馈激光的输出端用来观察时频域波形。光纤滤波器的中心波长与种子激光波长相同，起到光谱滤波、提高环路自激阈值的作用。偏振控制器主要用于控制电光调制器输入端激光的偏振态，提高电光调制器的效率。与常规的频移反馈环路相比，电光调制器（强度调制或相位调制）替代了声光移频器对输入激光进行双边带频移。调制后的激光经光纤放大器（EDFA）进行信号放大补偿环路中的损耗。 $2 \times 2$  耦合器的传输矩阵为  $[t_{ij}] = \begin{bmatrix} 0.44 & 0.65i \\ 0.43i & 0.67 \end{bmatrix}$ ，种子激光在环路中传输一周所需时间约为  $\tau \approx 0.167 \mu\text{s}$ ，声光调制器外加的驱动信号包括射频源（调制频率从 100 kHz 到 3 GHz）和电压偏置信号（仅在电光强度调制器中）。电压偏置信号用于控制电光强度调制器的偏置工作点，其半波电压测量为  $V_b = 4 \text{ V}$ 。光纤放大器提供环路增益  $G$ ，由于光纤放大器的增益宽度远大于光纤滤波器的带宽，因此在光纤滤波器的带宽内环路增益与激光振荡频率无关，仅由光纤放大器的泵浦电流（功率）决定。



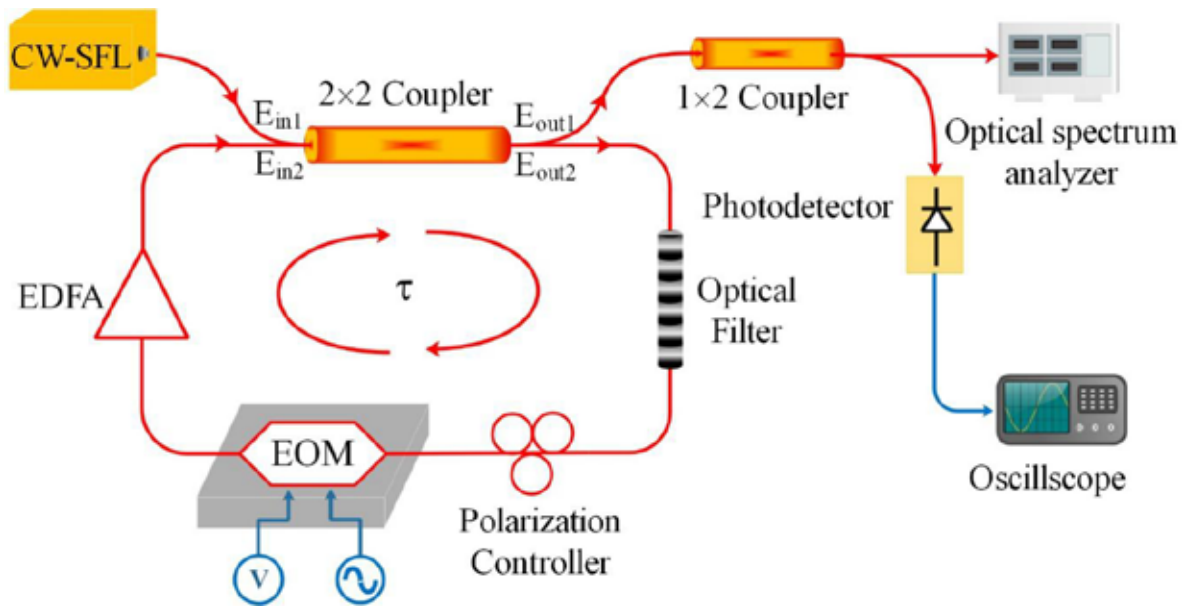


图 6.1 双边带频移反馈激光实验装置图

## 6.2.2 关键器件

### 1) 半导体激光源:

半导体激光源作为种子激光注入到频移反馈环路中。

### 2) 带通滤波器:

由于光纤放大器的自发辐射放大特性，环路易自激产生锁模脉冲。为避免上述现象发生，环路中引入带通滤波器以限制工作波长和带宽，尽可能避免光纤放大器引起的自激振荡。

### 3) 电光调制器:

实验中涉及到电光相位调制器和电光强度调制器。

### 4) 光纤放大器

光纤放大器用于补偿调制器、2×2耦合器等器件引入的损耗，提高移频光的功率。同时，应合理调节光纤放大器的泵浦电流（增益），避免环路自激现象的产生。

#### 6.2.2.1 半导体激光源

单频种子激光为频率可调谐的半导体激光源，单模光纤输出。波长调谐范围为 1520 nm – 1560 nm。通过自延时外差法测量了种子激光的线宽，如图 6.2 (a) 所示，实验测量结果为  $\Delta\nu = 110$  kHz。图 6.2 (b) 所示为种子激光的实物图。

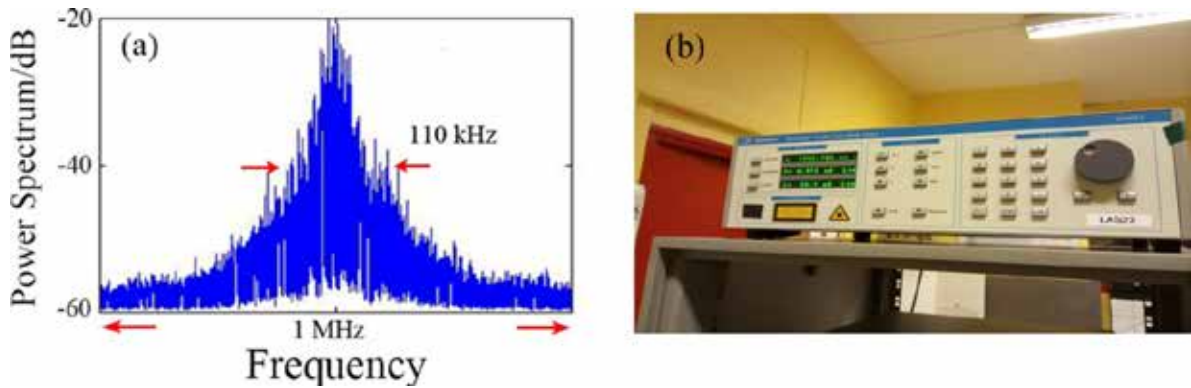


图 6.2 (a) 种子激光线宽功率谱；(b) 种子激光实物图

### 6.2.2.2 光纤带通滤波器

光学带通滤波器用于抑制环路的自激振荡（自激振荡会产生锁模脉冲）以及滤除其他光学噪声。为了测量其传输系数和波长的关系，将可调谐种子激光直接连接至光纤带通滤波器，测量结果如图 6.3 (a) 所示。从图中可以看出，滤波器中心波长约为  $\lambda_c = 1552.4 \text{ nm}$ ，带宽  $\Delta\lambda = 0.4 \text{ nm}$ ，频率域对应约为  $\Delta f = 50 \text{ GHz}$ ，实物如图 6.3 (b) 所示。

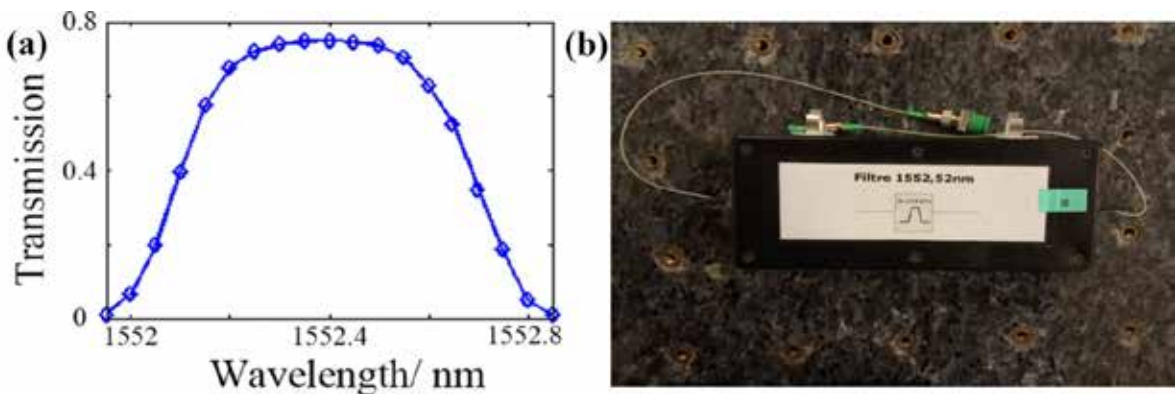


图 6.3 (a) 光纤带通滤波器的功率透过率与激光波长的关系；(b) 光学带通滤波器的实物图

### 6.2.2.3 电光调制器特性

图 6.4 (a) 和 (b) 分别为电光强度调制和相位调制的实物图。实验用电光强度调制器为单模线偏振输入-单模输出，因此在调制器输入端加入偏振控制器 (PC)，以控制输入激光的偏振态，降低损耗，提高环路的谐波阶次。同时，通过调节偏置电压，可以实现电光强度调制器工作点的控制。经测量，其半波电压  $V_\pi = 4 \text{ V}$ 。最后，射频驱动源提供调制信号，驱动功率最大 25 dBm，调制频率可实现 100 kHz – 3 GHz 的连续可调（电光强度调制器的标称最大调制带宽为 10GHz）。相比电光强度调制，相位

调制不包含偏振工作点的控制，且输入端为单模光纤（非保偏）。

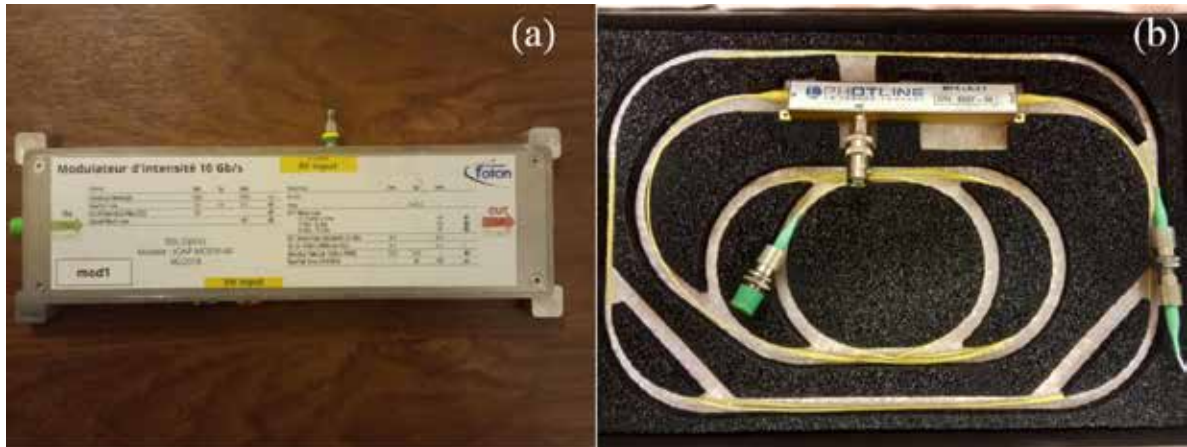


图 6.4 (a) 电光强度调制器示意图；(b) 电光相位调制器示意图

#### 6.2.2.4 光纤放大器

在频移反馈环路中，光纤放大器用于补偿环路中的损耗，提高谐波阶次。但在实验中，由于光纤放大器的自发辐射，环路极易自激震荡而形成锁模激光。为此，我们测量了光纤放大器在不同泵浦电流下的自发辐射光谱，如图 6.5 所示。显然，随着泵浦电路的增加，输出的 ASE 噪声整体增加。根据实验室现有器件和测量结果，选取 1552.4 nm 作为工作波长，这是因为在该波段放大器的 ASE 噪声性对较弱。

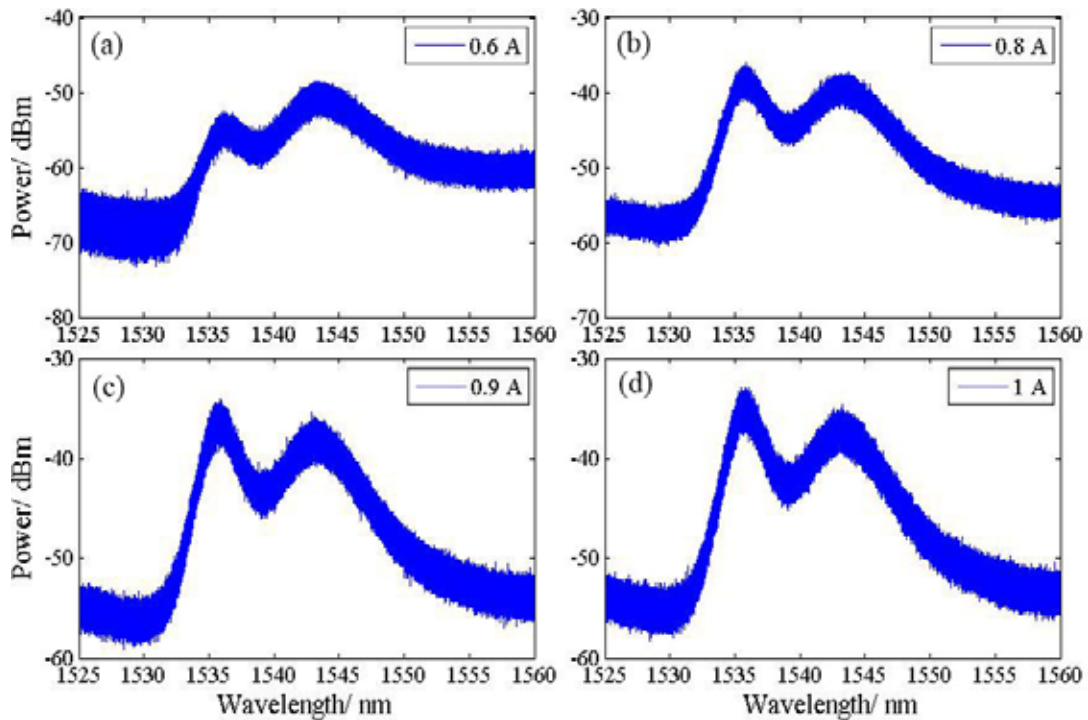


图 6.5 不同泵浦电路下的光纤放大器的 ASE 噪声

由图 6.5 可知，随着光纤放大器泵浦电流的增大，ASE 噪声随之增大，极易导致环路的自激振荡。因此实验过程中光纤放大器的增益系数不宜过高。同时为了确定光纤放大器的增益系数，将光纤放大器直接连接可调谐激光源，设定种子激光为 0.1mW，测量不同波长、不同泵浦电流下的增益特性，结果如图 6.6 (a) 所示。从图中可以看出，随着泵浦电流的增大，增益的峰值波长向短波方向移动，并且整体增益系数提高。图 6.6 (b) 为光纤放大器的实物图。

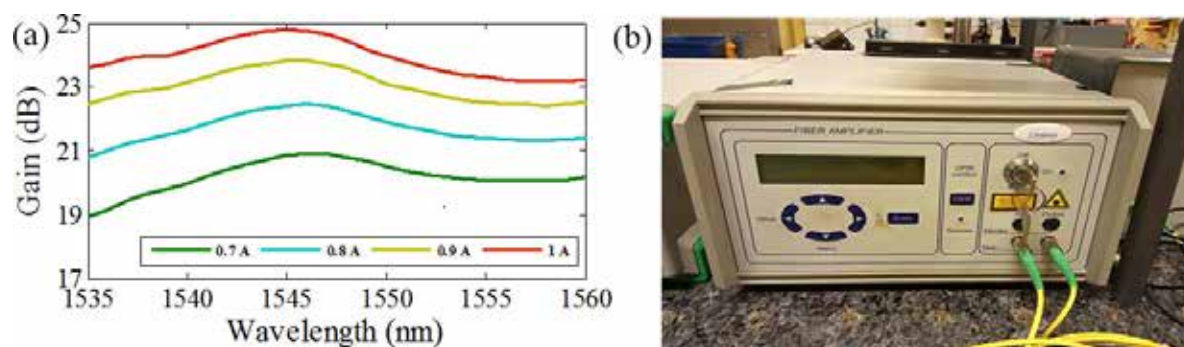


图 6.6 (a) 不同波长、泵浦电流下的光纤放大器增益系数；(b) 光纤放大器实物图

## 6.3 基于电光强度调制的频移反馈激光

### 6.3.1 双脉冲实验

当调制频率等于整数倍环路基频时（整数 Talbot 条件），基于电光强度调制的频移反馈环路输出双脉冲激光，且脉冲间隔可直接通过调节偏置工作点来实现连续可调，本节将从实验角度进一步验证双脉冲特性。通过测量无种子激光注入时锁模激光的纵模间隔，可得环路基频  $f_c = 6.737$  MHz，对应于环路光程 44.53 m（种子激光在环路中传输一周时间  $\tau = 0.148$   $\mu$ s）。输出的频移反馈激光经过 40 GHz 带宽的光电探测器后转换为电信号，并在 11 GHz 带宽、40 GHz/s 采样率的示波器上观察。

当调制频率  $f_m = N f_c$  时，基于强度调制的频移反馈环路输出双脉冲激光，脉冲重频等于射频驱动频率。图 6.6 所示为当射频功率为 25 dBm 时，不同射频频率 ( $N = 1$ ,  $N = 10$ ,  $N = 100$ ,  $N = 500$ ) 所产生的脉冲时域分布。从图中可以发现当偏置电压  $V_b$  改变时，双脉冲间隔实现了从  $\Delta t = 0$  到  $\Delta t = 1/(2f_m)$  的连续调节。但是脉冲宽度与脉冲周期之比保持恒定，即脉冲的占空比  $\tau_p f_m$  恒定。这是由于当环路中增益、损耗等参数固定时，谐波阶次固定，因此输出脉冲的占空比一定。当  $N = 500$ （调制频率  $f_m = 3.369$  GHz）时，双脉冲特性不明显，这是由于 1）光学带通滤波器的频率选择

性引起的高频谐波功率损耗；2) 示波器带宽仅为11 GHz，无法响应高频分量；3) 高频调制时激光拍频对外界环境的振动更加敏感，导致谐波阶次相对降低。

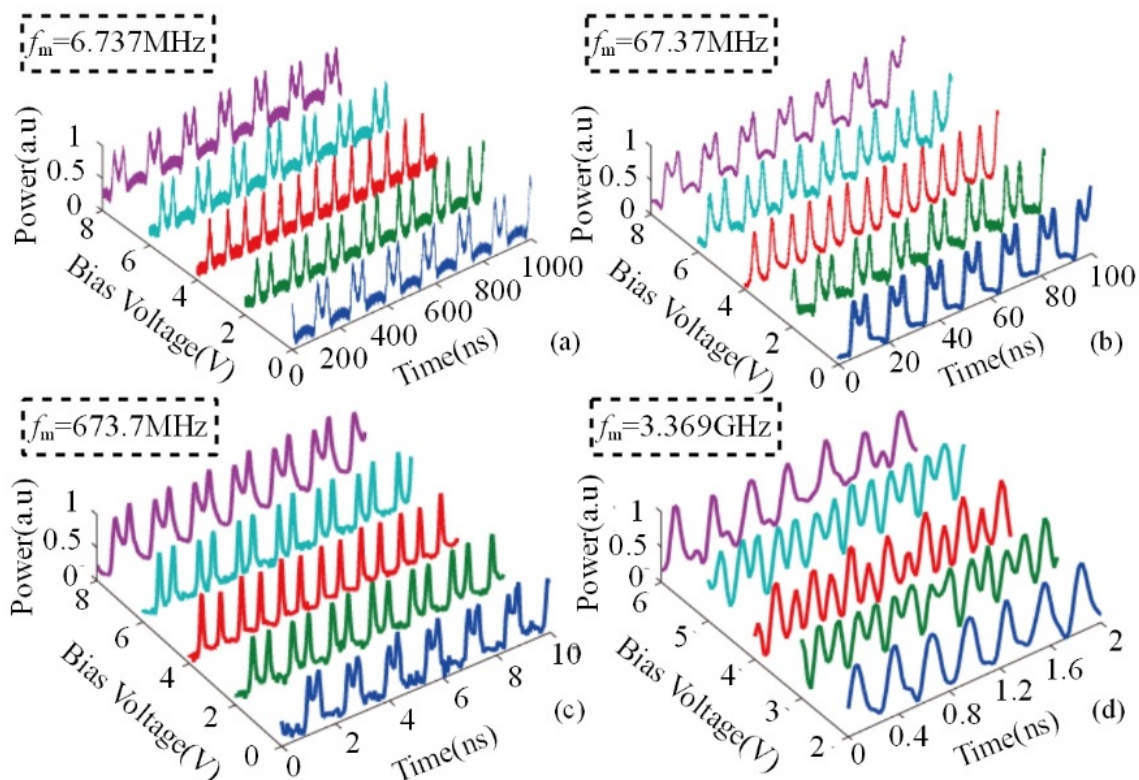


图 6.7 当调制频率  $f_m = Nf_c$  时，双脉冲间隔与偏置电压的关系：(a)  $N = 1$ ；(b)  $N = 10$ ；(c)  $N = 100$ ；(d)  $N = 500$

根据理论分析，除偏置电压外，射频功率（即调制深度）也对输出双脉冲分布有影响。图 6.8 (a) - (c) 为当偏置电压为 2 V 时，射频功率对输出脉冲的影响；(d) - (f) 为偏置电压为 4 V 时，射频功率对输出脉冲的影响。从图中可以看出，当偏置电压为 2 V 时，随着射频功率的降低，双脉冲间隔减小，脉冲宽度增加。根据公式(5.27)，随着调制深度的降低，理论上输出双脉冲间隔也随之减小，与实验结果吻合。而随着射频功率降低，导致种子激光载波分量提高、频移分量降低。当增益保持一定时，种子激光在环路中的传输次数降低，输出的光谱宽度变窄，脉冲宽度增加。当偏置电压为 4 V 时，双脉冲间隔达到  $\Delta t = 1/(2f_m)$ ，此时产生重频为  $2f_m$  的脉冲。

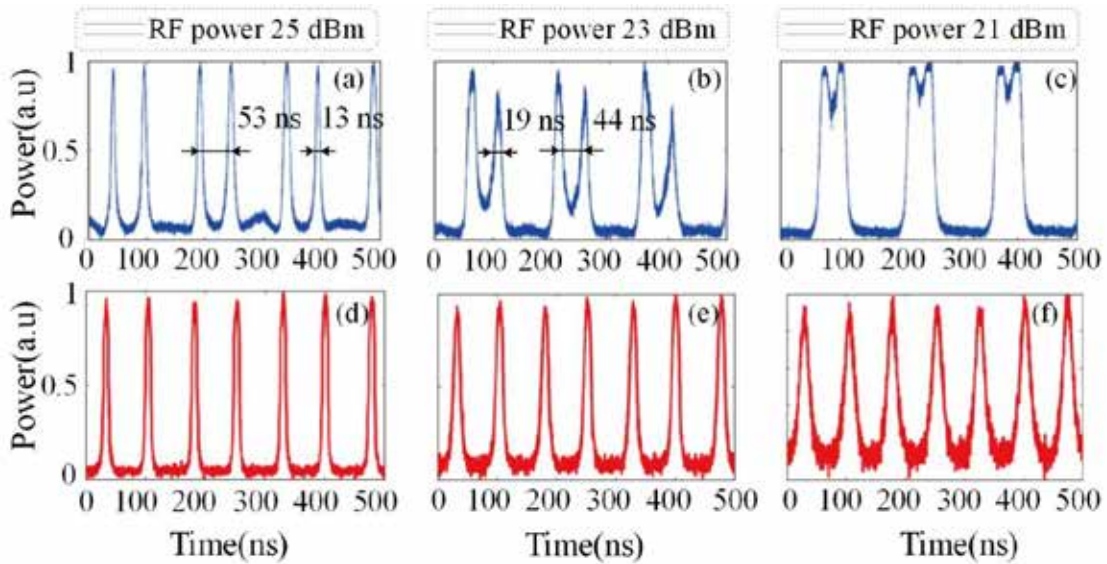


图 6.8 射频调制功率对双脉冲的影响：(a) - (c) 偏置电压 2V；(d) - (f) 偏置电压 4 v

当射频频率  $f_m = Nf_c$  时，频移反馈环路输出双脉冲激光。为了更完整地分析输出激光的特性，实验上利用分辨率为  $0.06 \text{ pm}$  的光谱分析仪对输出激光的光谱进行分析。图 6.9 (a) 为  $N = 100$  时的输出光谱特性，从图中可以看出，频移反馈激光输出光频梳，总宽度达到  $39 \times f_m = 26.3 \text{ GHz}$ 。当  $N = 500$  时，光谱宽度达到了  $12 \times f_m = 40.4 \text{ GHz}$ ，接近了光学滤波器带宽限制。

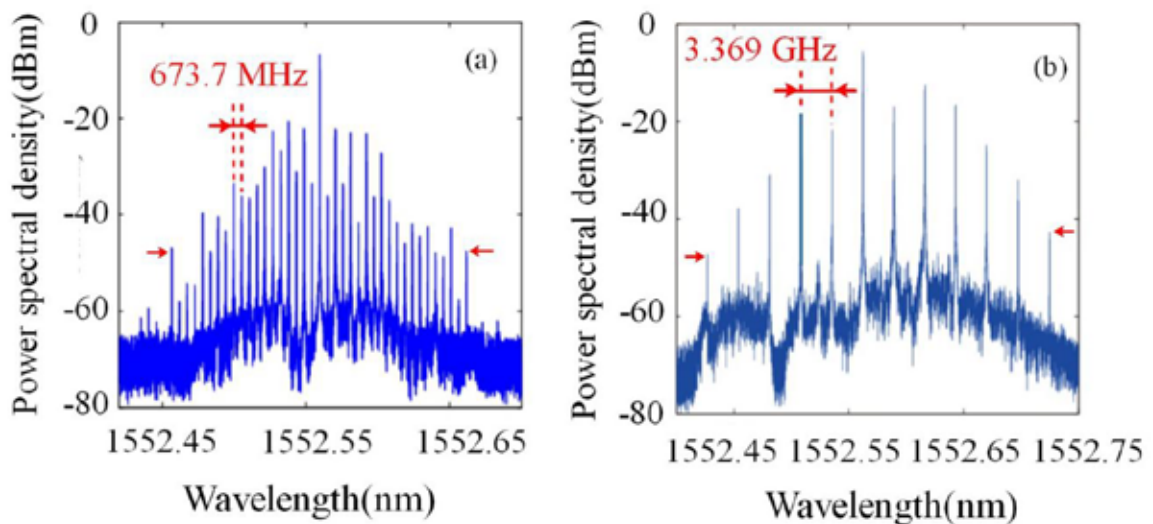


图 6.9 频移反馈激光的输出光谱图

### 6.3.2 射频波形发生

根据实验和仿真结果可知，双脉冲激光的脉冲间隔和脉冲宽度可以通过调节偏置

电压和射频功率实现，那么通过合理控制双脉冲的间隔和脉冲宽度，可以将双脉冲合并为类似于矩形波的形状，且可以通过合理设置参数实现矩形波占空比的连续可调。图 6.10 (a) - (c) 为实验测量得到的不同占空比矩形波，(d) - (f) 为仿真得到的不同占空比的矩形波。射频调制频率设置为  $f_m = 1.0039 \text{ GHz}$  ( $149 \times f_c$ )。当射频功率为 21 dBm，偏置电压 1.5 V 时，双脉冲合并为矩形波，占空比达到了 1:3。当降低射频功率至 20 dBm 时，脉冲宽度增加，此时调节偏置电压为 2.6 V，产生了占空比为 1:2 的矩形波。进一步降低射频功率为 19 dBm，脉冲宽度进一步增加，此时调节偏置电压为 3.3 V，产生了占空比为 2:3 的矩形波。根据射频功率和偏置电压对脉冲宽度和脉冲间隔的影响，实验上成功实现了占空比连续可调的矩形波。图 6.10 (d) - (f) 为对应的仿真结果，其中相位延迟和调制深度分别为  $\Gamma = 1, \Gamma_m = 0.6; \Gamma = 1.2, \Gamma_m = 0.5; \Gamma = 1.4, \Gamma_m = 0.3$ 。

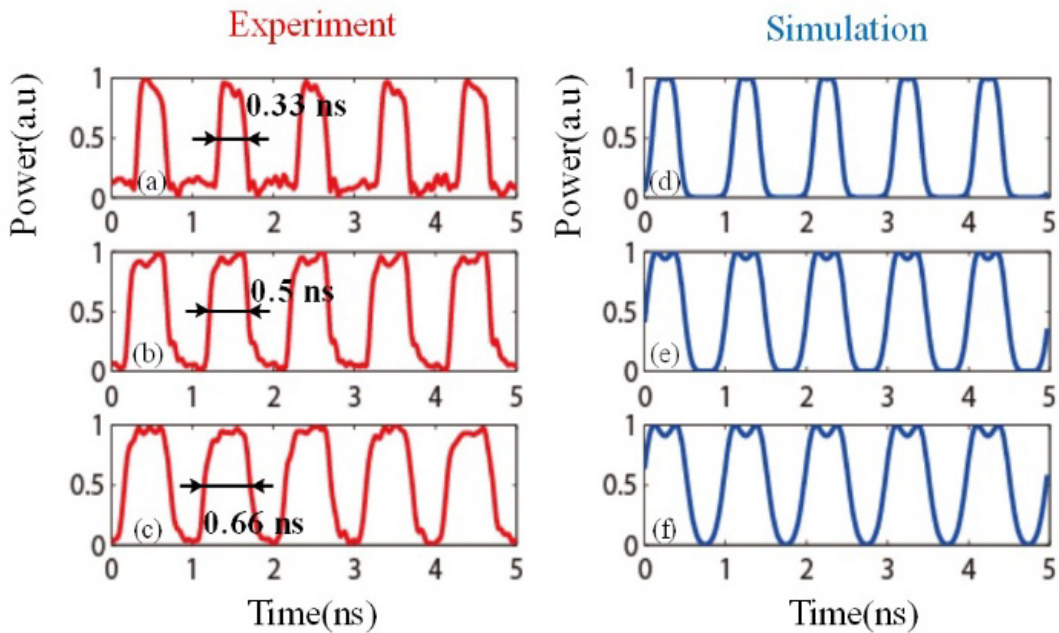


图 6.10 双脉冲时域合成法产生矩形波实验结果图

在第 3 章中，通过调节声光移频器的驱动频率和环路长度，实现了三角波、矩形波等多种波形的产生。在基于电光强度调制的频移反馈激光中，通过调节射频频率同样可以实现多种波形的产生。图 6.11 所示为不同方向的锯齿波，其中红色线条为实验结果，蓝色虚线为仿真结果。其中 6.11(a) 中的参数设置如下：射频频率为 1.0028 GHz，偏置电压为 3V ( $\Gamma = 1.2$ )，射频功率为 25 dBm ( $\Gamma_m = 0.6$ )。图 6.11 (b) 中的参数设置如下：射频频率为 0.99835 GHz，偏置电压为 3V ( $\Gamma = 1.2$ )，射频功率为 25 dBm

( $\Gamma_m = 0.6$ )。从图中可以看出，仿真结果与实验结果高度吻合。

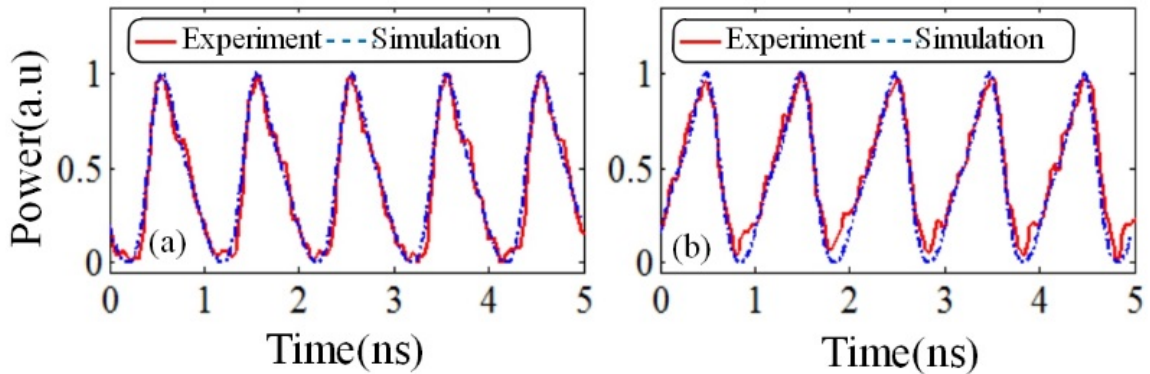


图 6.11 三角波产生：(a) 调制频率  $f_m = 1.0028$  GHz；(b) 调制频率  $f_m = 0.99835$  GHz

### 6.3.3 无种子激光注入时的双脉冲锁模激光

当无种子激光注入环路中时，提高光纤放大器的泵浦电流使得环路工作于自激阈值之上，环路工作于主动锁模模式。此时，我们发现产生了双脉冲激光，且脉冲间隔仍可通过调节偏置电压和射频功率实现连续可调。图 6.12 为射频频率  $f_m = f_c$  时，偏置电压分别为 4 V 和 2 V 时的双脉冲输出特性。与之前的种子激光注入产生的双脉冲激光相比，锁模双脉冲激光的脉冲宽度更窄，达到 ps 量级。

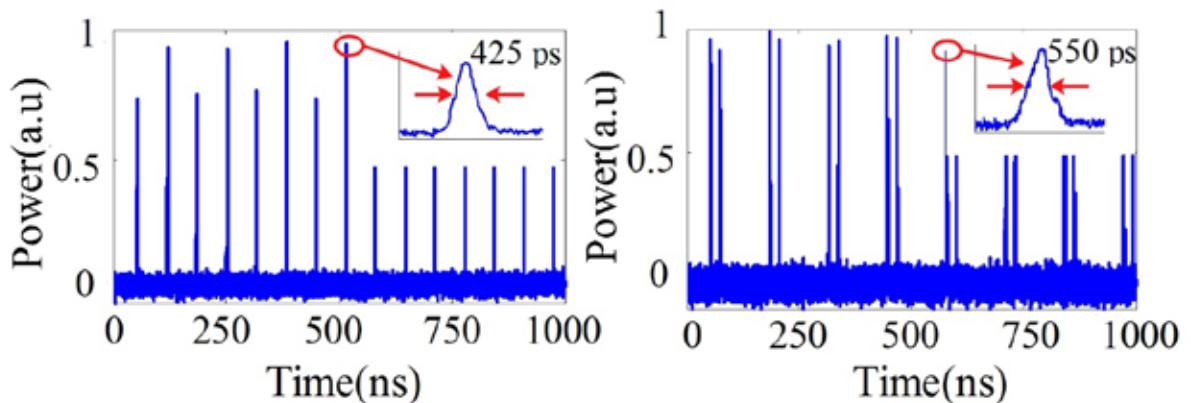


图 6.12 双脉冲锁模激光：(a) 偏置电压为 4V；(b) 偏置电压为 2V

无种子激光注入的环路基频为 7.611 MHz，当提高射频频率至  $f_m = 10f_c$  时，不同偏置电压对双脉冲的影响如图 6.13 所示。与单频种子激光注入时的频移反馈环路类似，其脉冲间隔仍可通过公式 (5.27) 计算得到。但此时的脉冲宽度达到了 210 ps，远小于频移反馈环路产生的 1.2 ns 宽度的脉冲。进一步提高射频频率至  $f_m = 100f_c$ ，此时脉冲宽度达到了示波器最大带宽限制的 70 ps。



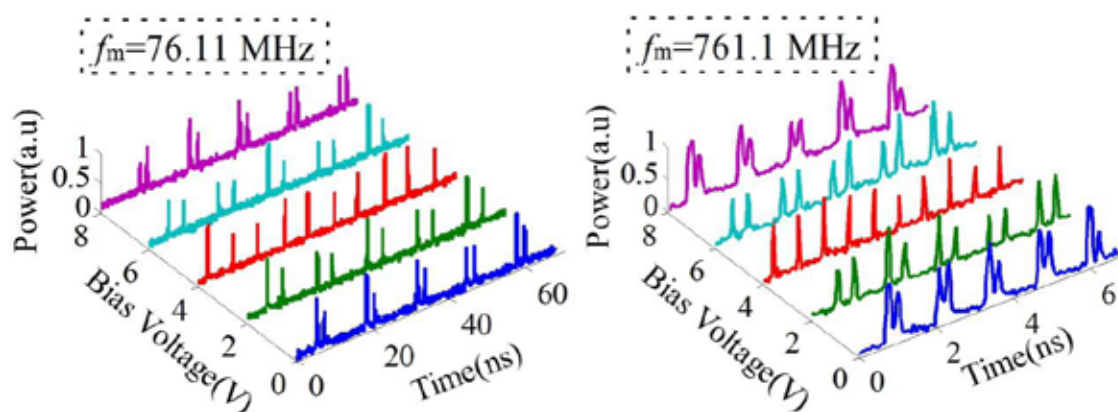


图 6.13 双脉冲锁模激光在不同调制频率和不同偏置电压下的脉冲特性

### 6.3.4 分数 Talbot 激光

根据电光强度调制频移反馈激光理论模型，当调制频率  $f_m/f_c = p/q$  且偏置电压为 0 时，可以产生时域分数 Talbot 激光，即产生重频为  $qf_m$  的脉冲激光。为了抑制环路的自激振荡，在环路中加入光纤起偏器以更好的控制环路中的偏振态。环路的基频为  $f_c = 5.867$  MHz，实验中通过改变调制频率，使得  $f_m/f_c$  分别等于  $1/1$ ， $3/4$ ， $5/4$ ， $6/5$ ， $12/11$ ， $13/12$ ， $16/15$ ， $21/20$ 。实验过程中，光纤放大器的泵浦电流将相应调节以保持环路处于非锁模状态。图 6.14 (a) - (h) 所示为实验测量得到的 Talbot 激光的时域分布图。从图中 6.14 中可以看出，随着  $q$  值的提高，脉冲激光的强度起伏也逐渐增大。这主要是由于：1) 调制函数引起的非均匀性；2) 外界环境或者激光偏振态等引起的功率抖动；3) 高阶谐波的相干性退化等。

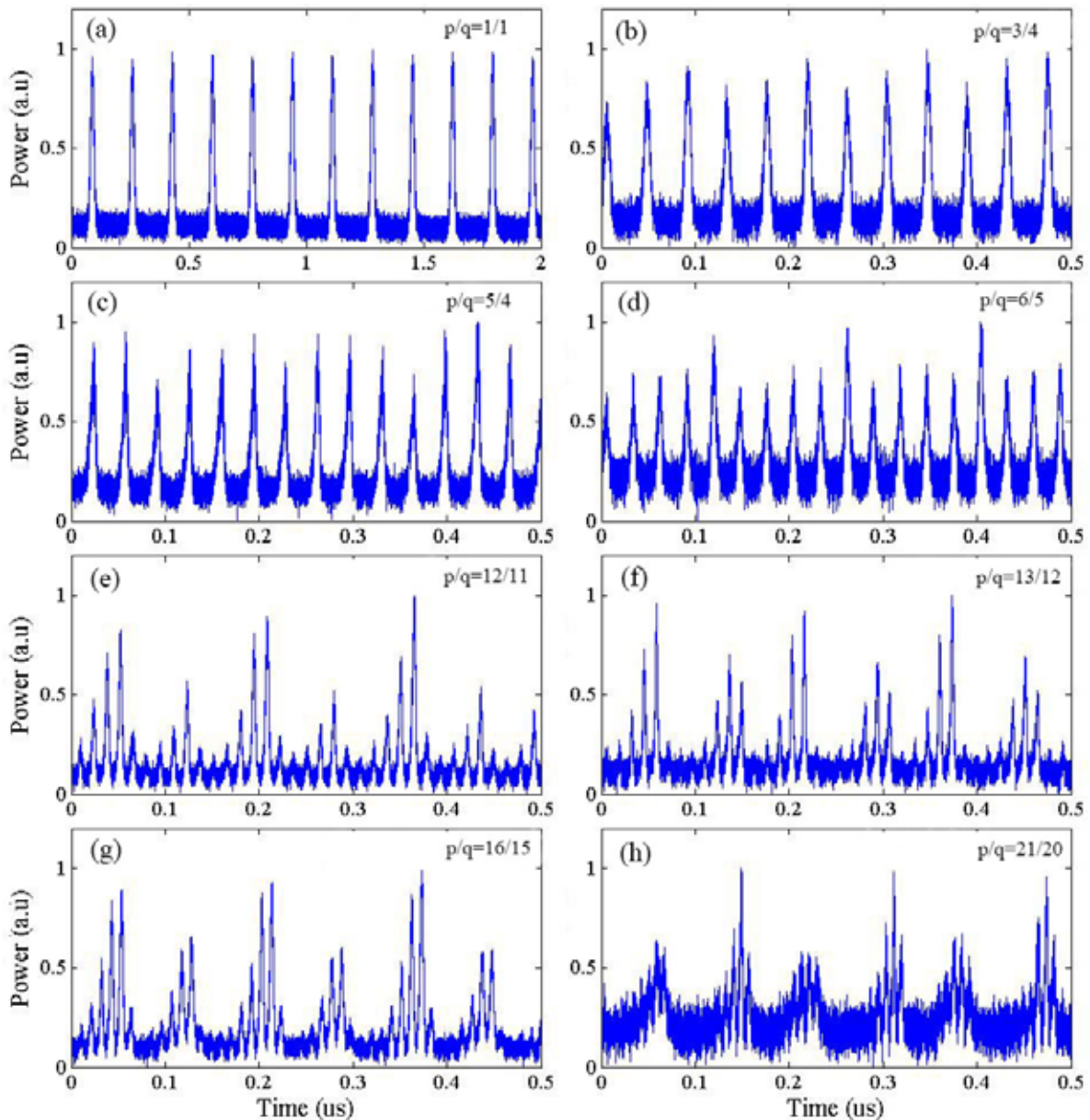


图 6.14 Talbot 激光实验结果

图 6.15 (a)、(b) 所示为  $f_m/f_c = 20/19$ ， $122/11$  时的 Talbot 激光功率谱密度。从图中可以看出：1) 激光功率谱密度呈现频率梳特性；2) 阶数为  $qf_m$  的谐波强度明显高于其他谐波分量。对比 6.15(a) 和 (b) 可以发现，当调制频率满足  $f_m/f_c = 122/11$  时，输出激光的谐波数量小于调制频率满足  $f_m/f_c = 20/19$  时的谐波数量。这是由于当调制频率提高时，频移反馈环路对环路的抖动、偏振态等更加敏感，影响了频移反馈激光的相干性，导致拍频谐波数量降低。

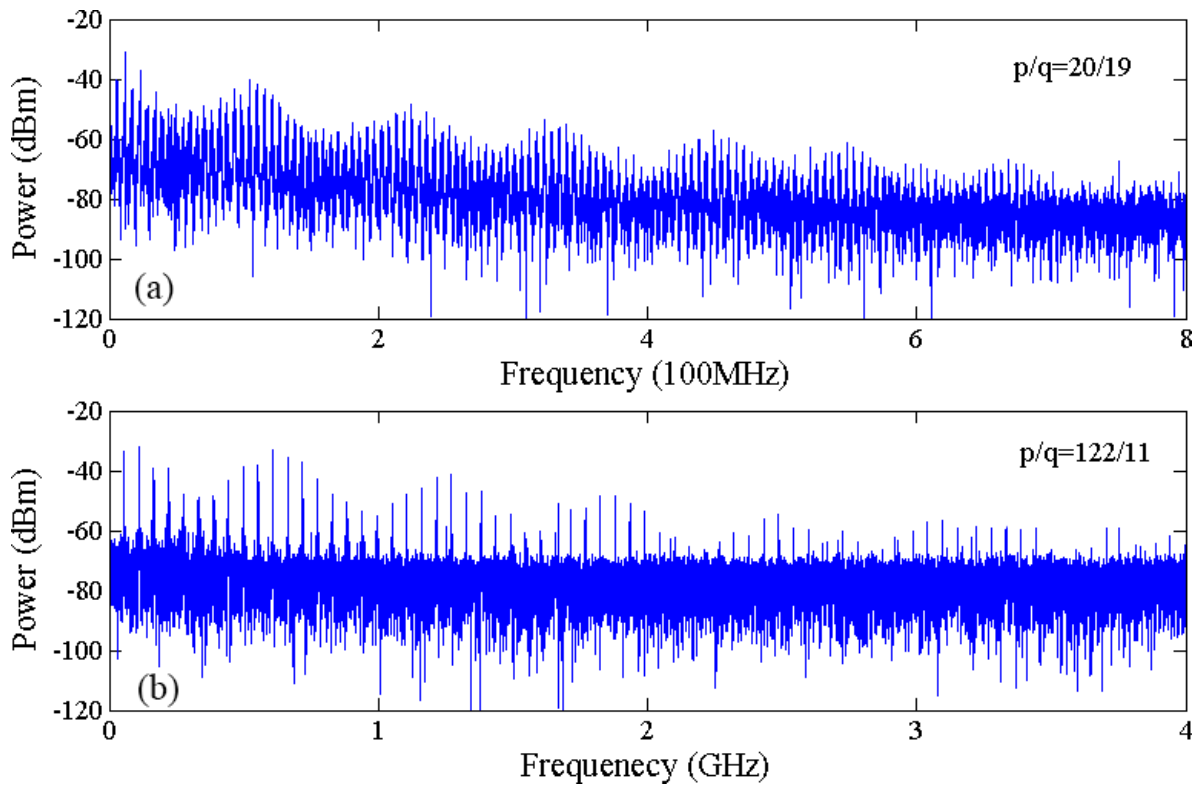


图 6.15 Talbot 激光的功率谱密度

## 6.4 基于电光相位调制的频移反馈激光

第五章理论研究表明,当整数倍 Talbot 条件满足时,基于电光相位调制的频移反馈激光输出脉冲对,且在一定条件下可有效实现激光频率-时间映射。当分数倍 Talbot 条件满足时,理论上由于相消干涉无法产生脉冲激光,但可实现多种波形的发生。但实验过程中由于种子激光源的中心频率存在漂移现象,导致 1) 整数 Talbot 条件下,频率反馈环路输出双脉冲的间隔随着种子激光频率的漂移而变化; 2) 分数 Talbot 条件下,输出波形不断变换,不稳定。尽管存在种子激光频率漂移的问题,本章节仍希望通过实验验证激光频移-时间的映射特性。根据理论分析,光频分辨率取决于脉冲宽度(或输出频谱宽度)。为了提高输出频谱宽度,实验上采用保偏器件以更好的控制环路偏振态,提高频移阶次。经测量,频移反馈环路的基频为  $f_c = 8.943 \text{ MHz}$ , 对应于环路光程  $33.546 \text{ m}$  (种子激光在环路中传输一周时间  $\tau = 0.112 \text{ }\mu\text{s}$ )。输出的频移反馈激光经过带宽为  $40 \text{ GHz}$  的光电探测器后转换为电信号,并在  $11 \text{ GHz}$  带宽、 $40 \text{ GHz/s}$  采样率的示波器上观察。

### 6.4.1 单频种子激光注入时的输出脉冲特性

调节射频频率 $f_m$ 使得 $f_m = p f_c$ ，即满足整数 Talbot 条件。将单频种子激光直接注入到频移反馈环路中，图 6.16 所示为 $p = 1$ 时的输出脉冲时频域分布图。其中 6.16 (a), (b) 为输出脉冲的时域分布, (c) - (d) 为输出脉冲的功率谱。从图 6.16 (a) 和 (b) 可以看出, 当 $p = 1$ 时频移反馈环路产生了脉冲宽度为 1 ns 的脉冲对, 但脉冲间隔并不固定。根据理论分析, 输出双脉冲的间隔与种子激光波长相关。当种子激光的中心频率漂移时, 输出的双脉冲间隔也不断变化, 实验现象可通过理论解释。实验结果证明, 基于相位调制的频移反馈环路对于激光的频率非常敏感, 当注入频率改变时产生的双脉冲间隔也在不断变化。为了全面的研究输出激光的特性, 将输出的电信号连接至频谱仪, 观察输出激光的拍频特性, 如图 6.16 (c) 和 (d) 所示。从图中可以看出, 频谱全宽超过了 4 GHz, 此时射频调制频率为 $f_m = 8.943$  MHz, 转换阶次超过了 400 阶。

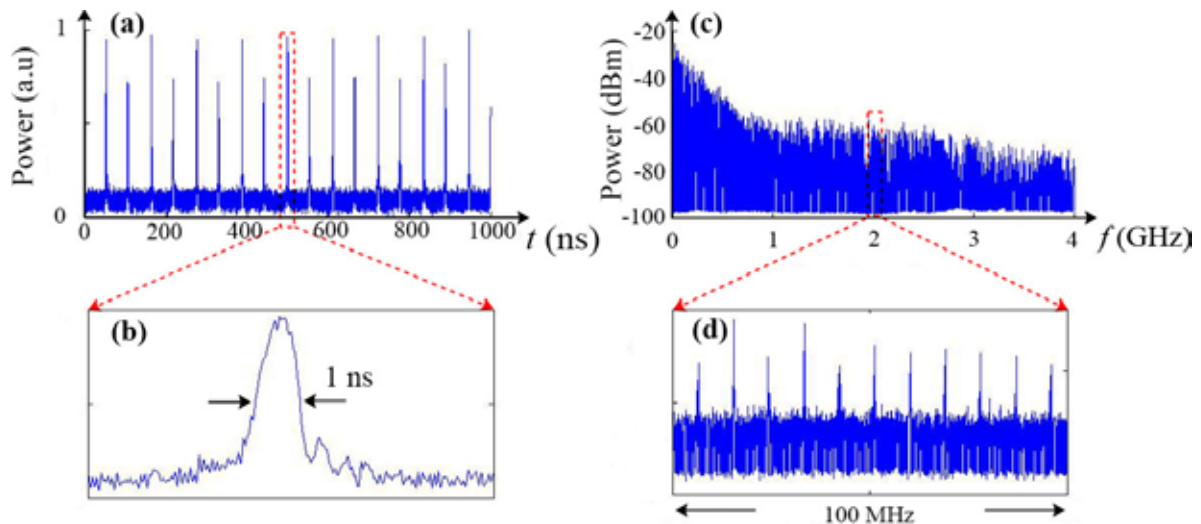
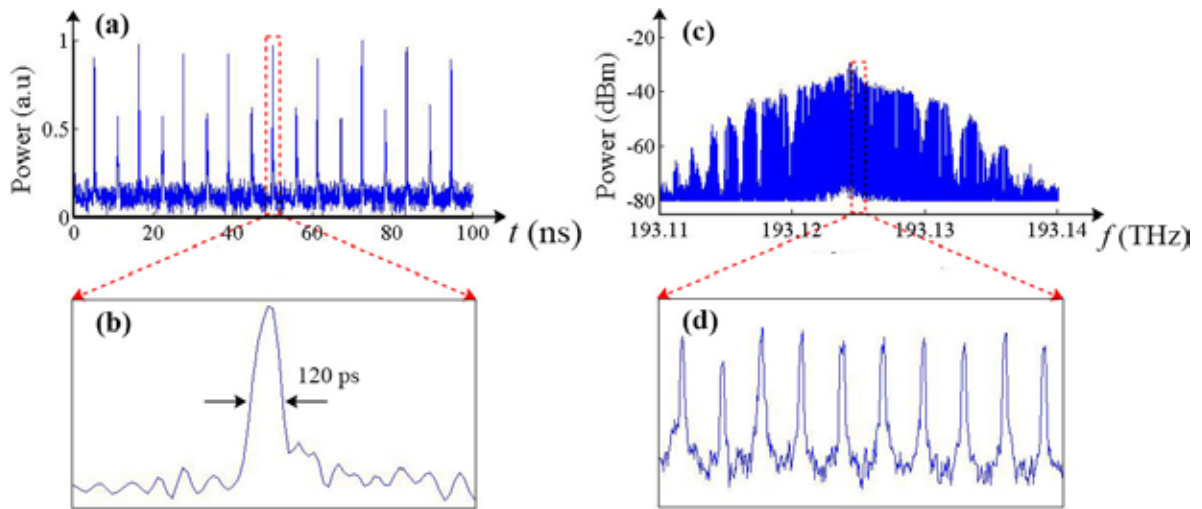
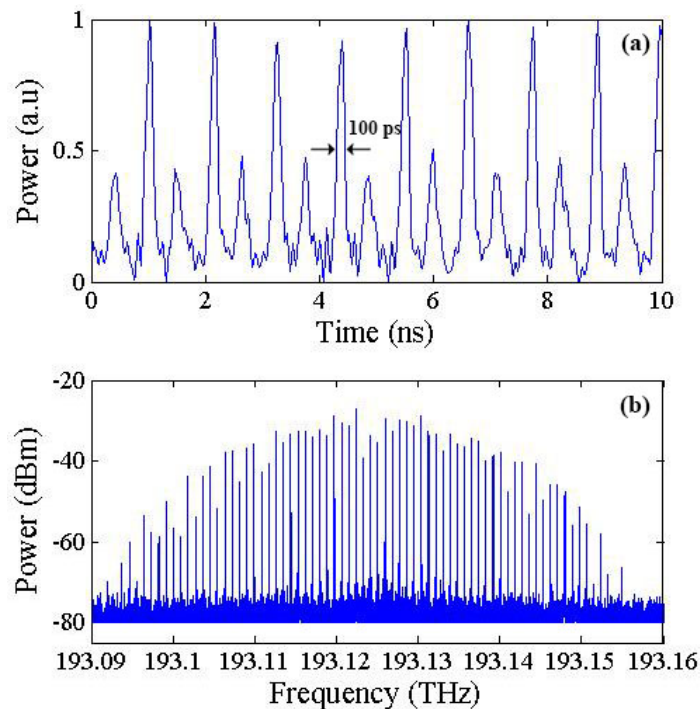


图 6.16 当 $f_m = f_c$ 时, 输出激光的时频域特性

为进一步说明频移反馈环路的特性, 调节射频频率使得 $f_m = 10 f_c$ , 实验结果如图 6.17 所示。其中 6.17 (a), (b) 为输出脉冲的时域分布, (c) - (d) 为高精度光谱仪测量的输出脉冲功率谱。从图 6.17 (a) 和 (b) 可以看出, 当 $p = 10$ 时频移反馈环路产生了脉冲宽度为 120 ps 的脉冲对。与 $p = 1$ 时情况类似, 脉冲间隔也在不断发生变化。由于实验用探测器带宽为 10 GHz, 为了更加准确的测量脉冲的频谱特性, 此时用分辨率为 5 MHz 的光谱仪对输出脉冲进行测量。测量结果如图 6.16 (c) 和 (d) 所示, 此时频谱全宽达到了 30 GHz。

图 6.17 当 $f_m = 10 f_c$ 时，输出激光的时域和频域波形

继续提高射频频率使得 $f_m = 100 f_c$ ，脉冲对的时频域分布如图 6.17 (a)，(b) 所示。此时，输出脉冲宽度达到了100 ps，达到了示波器理论探测极限（如图 6.17 (a)），实际脉冲宽度应远小于100 ps。为了更加准确的描述输出脉冲的特性，实验测量了其光谱特性，此时输出光谱全宽达到了70 GHz。值得注意的是，滤波器的带宽为0.3 nm，对应的激光波长的半高全宽为40 GHz。此时，输出频谱宽度已经完全达到了滤波器限制的通带范围。

图 6.18 当 $f_m = 100 f_c$ 时，输出激光的时频域特性

### 6.4.2 频率-时间映射特性

为了进一步验证种子激光频率对相位调制频移反馈环路的输出脉冲影响，将种子激光先经过相位调制器产生边频，原理上每个输入激光的频率都会映射到时域上，因而可以观察到多组脉冲对输出，实验装置如图 6.19 所示。通过调节电光相位调制器 EOPM1 的射频驱动频率和射频驱动功率实现边频频率和数量调节，以此来验证频率-时间映射特性。首先，调节频移反馈环路中相位调制器 EOPM2 的调制频率使得  $f_m = f_c$ ，此时环路输出双脉冲激光。开启种子激光相位调制器 EOPM1，保持驱动功率为 5dBm，分别测量射频频率 (EOPM1) 分别为 400 kHz, 500 kHz, 800 kHz, 1 MHz, 2 MHz 和 3 MHz 时的输出脉冲特性，实验结果如图 6.20 所示。与图 6.15 对比可以发现，此时在一个调制周期内产生了 3 组脉冲对。由于双脉冲特性，其输出脉冲具有明显的镜像特性；且随着边频的提高，脉冲对之间的间隔也逐渐增大。实验结果与理论结果完全吻合。

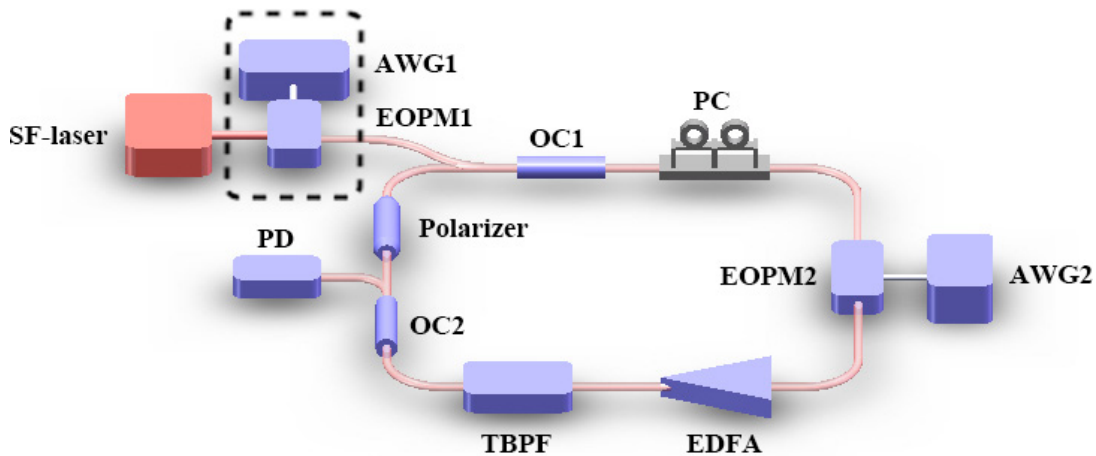


图 6.19 频率-时间映射实验装置图

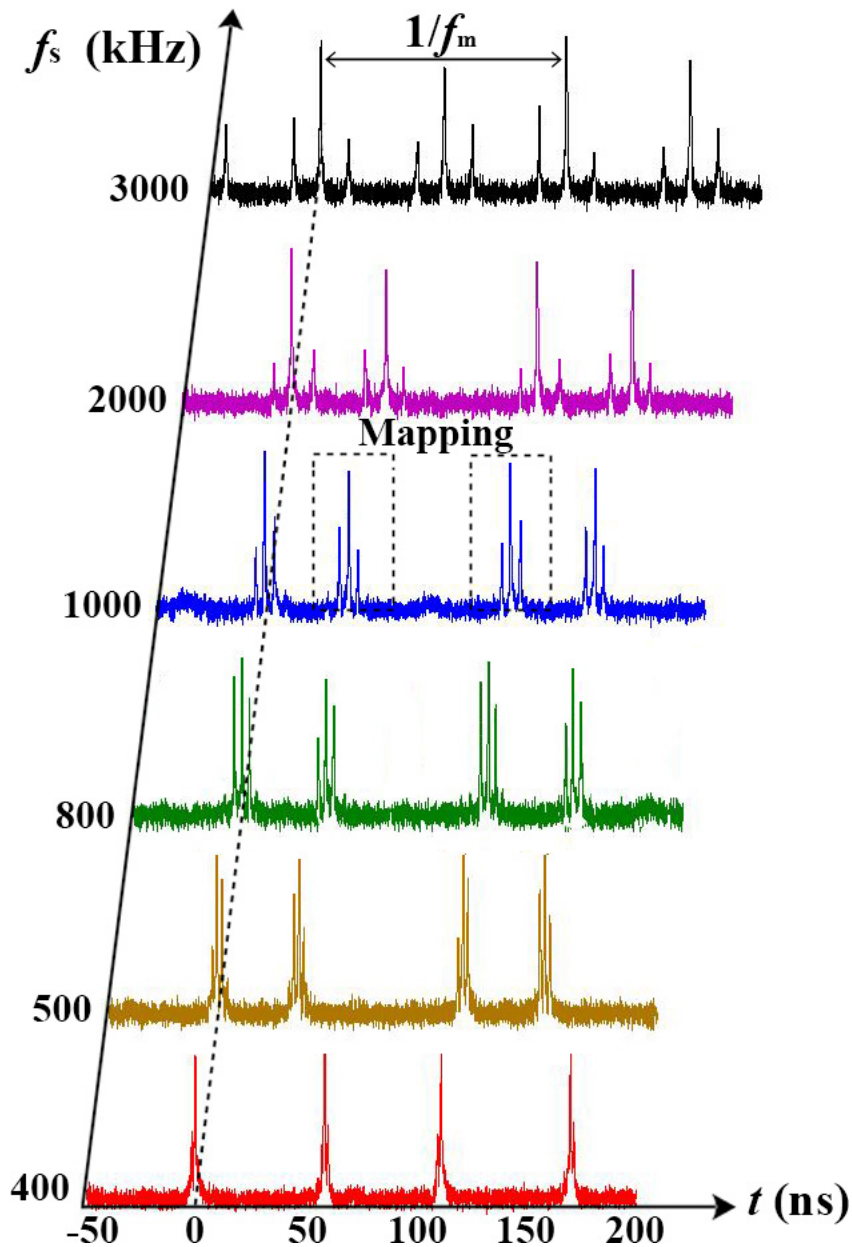


图 6.20 种子激光调制功率为 5 dBm 时的频率-时间映射特性

为进一步证明频率-时间映射特性，调节种子激光相位调制器的射频功率至 10 dBm 以产生更多的边频，观察时域脉冲特性。实验过程中，仍保持环路中相位调制器 EOPM2 的调制频率  $f_m = f_c$ ，分别测量调制频率（EOPM1）为 400 kHz，500 kHz，800 kHz 和 1 MHz 时的输出脉冲特性，实验结果如图 6.21 所示。实验上观察到了 5 组脉冲对，可以发现：1) 且随着边频的增大，双脉冲间隔也随之增大；2) 脉冲对呈现明显的镜像特性。通过上述分析，我们可以证明基于相位调制的频移反馈环路可以有效地实现种子激光频率-时间的映射。

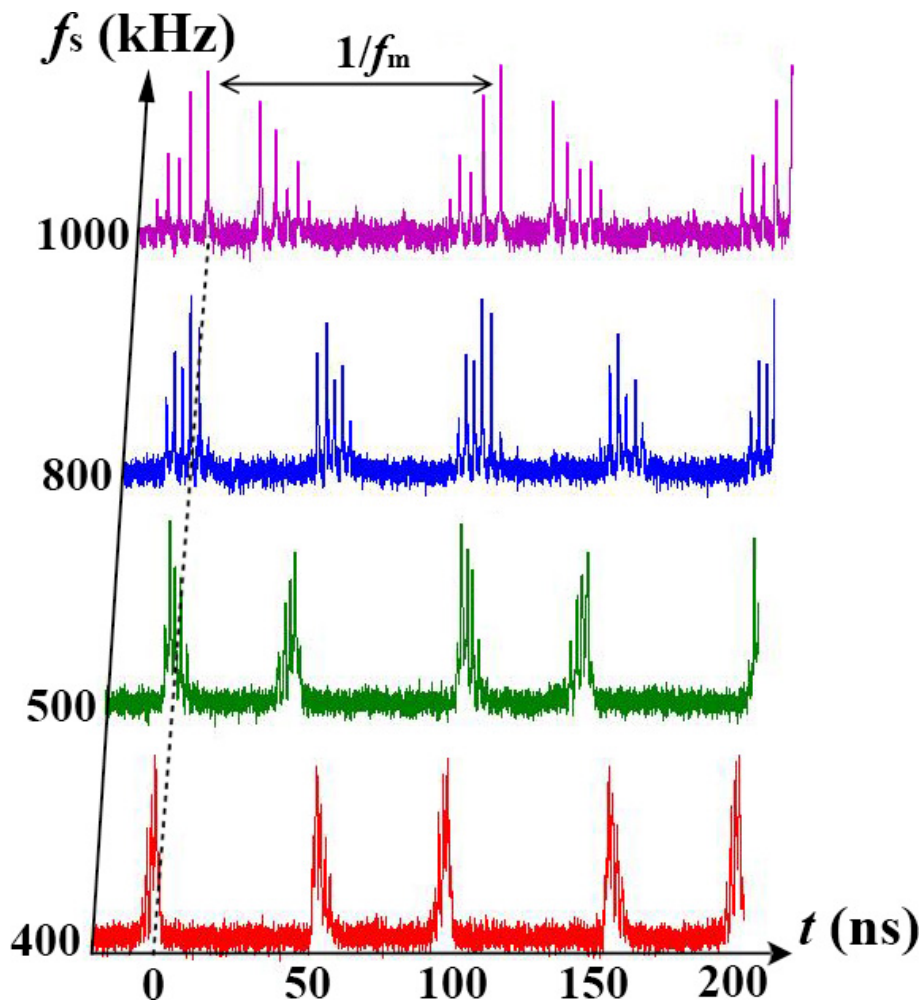
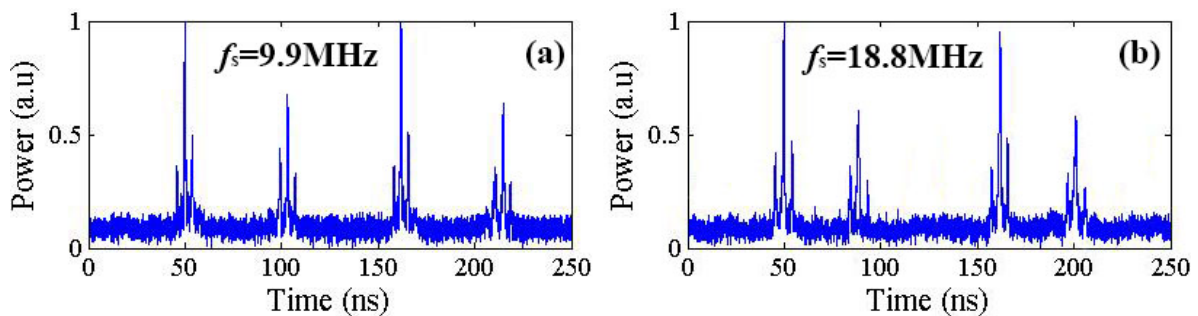


图 6.21 种子激光调制功率为 10 dBm 时的频率-时间映射特性

根据理论分析，当种子激光载波频率和边频达到或者超过环路基频时，输出的脉冲激光相互混叠，无法有效地将激光频率映射到时域中。为了验证上述结果，我们在边频为 1 MHz 的基础上，增加整数倍环路基频（环路基频为 8.9 MHz），即分别设定电光相位调制器（EOPM1）的射频频率为 9.9 MHz 和 18.8 MHz。实验过程中，保持调制频率（EOPM2） $f_m = f_c$ 。输出脉冲的时域分布如图 6.22 所示。显然其脉冲分布与  $f_s = 1$  MHz 近乎完全相同，证明了环路基频  $f_c$  决定了频率-时间映射的最大非模糊频率。

图 6.22 当  $f_m = f_c$  时，种子激光边频分别为 9.9 MHz 和 18.8 MHz 时的频率-时间映射特性



提高相位调制器 EOPM2 的调制频率, 使得  $f_m = 10f_c$ , 同时设定相位调制器 EOPM1 的射频频率分别为 1 MHz 和 2 MHz, 测量输出脉冲的分布, 实验结果如图 6.21 所示。从图 6.23 可以看出, 1) 时域脉冲仍映射了输入的种子激光频率; 2) 与  $f_m = f_c$  时相比, 脉冲间隔与重频同比例的减小 10 倍, 表明调制频率的提高并不能改善频率-时间映射的分辨率。理论分析与实验结果相吻合, 即只提高调制频率并不能改善频率-时间映射的频率分辨率。

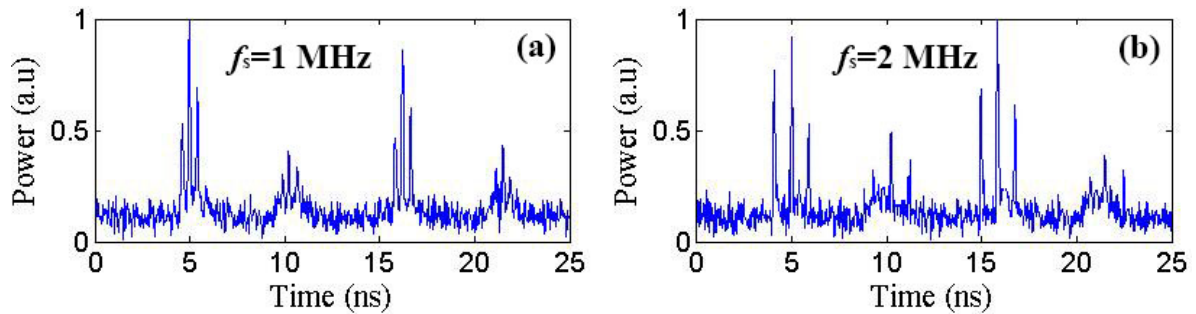


图 6.23 当  $f_m = 10f_c$  时, 种子激光边频分别为 1 MHz 和 2 MHz 时的频率-时间映射特性

为了验证种子激光经相位调制后产生的边频数量, 利用高精度光谱分析仪测量相位频移反馈环路的输出光谱特性。由于光谱仪分辨率限制, 无法准确测量低于 5 MHz 的光谱特性, 因此设定相位调制器 EOPM1 的调制频率为 20 MHz, 功率分别为 5 dBm, 10 dBm, 20 dBm 和 22 dBm, 频谱测量结果如图 6.24 所示。实验过程中设定相位调制器 EOPM2 的移频频率为  $f_m = 100f_c$ , 从图中可以看出, 输出光谱呈现光频梳特性, 且达到了 70 GHz。进一步观察每束光频的特性, 当种子激光调制功率为 5 dBm 时, 每束光频中又包含了功率相近的 3 个光频, 这与之前观察到的 3 组时域脉冲对结果相吻合。同时, 增大调制功率至 10 dBm, 此时每束光频包含了功率相近的 5 个光频, 与实验观察到的 5 组脉冲对相吻合。同时继续增大射频功率至 22 dBm, 每束光频又增加至 13 个边频。该实验结果表明, 通过调制输入激光的频率和强度, 可实现任意调制形式的光频梳输出。

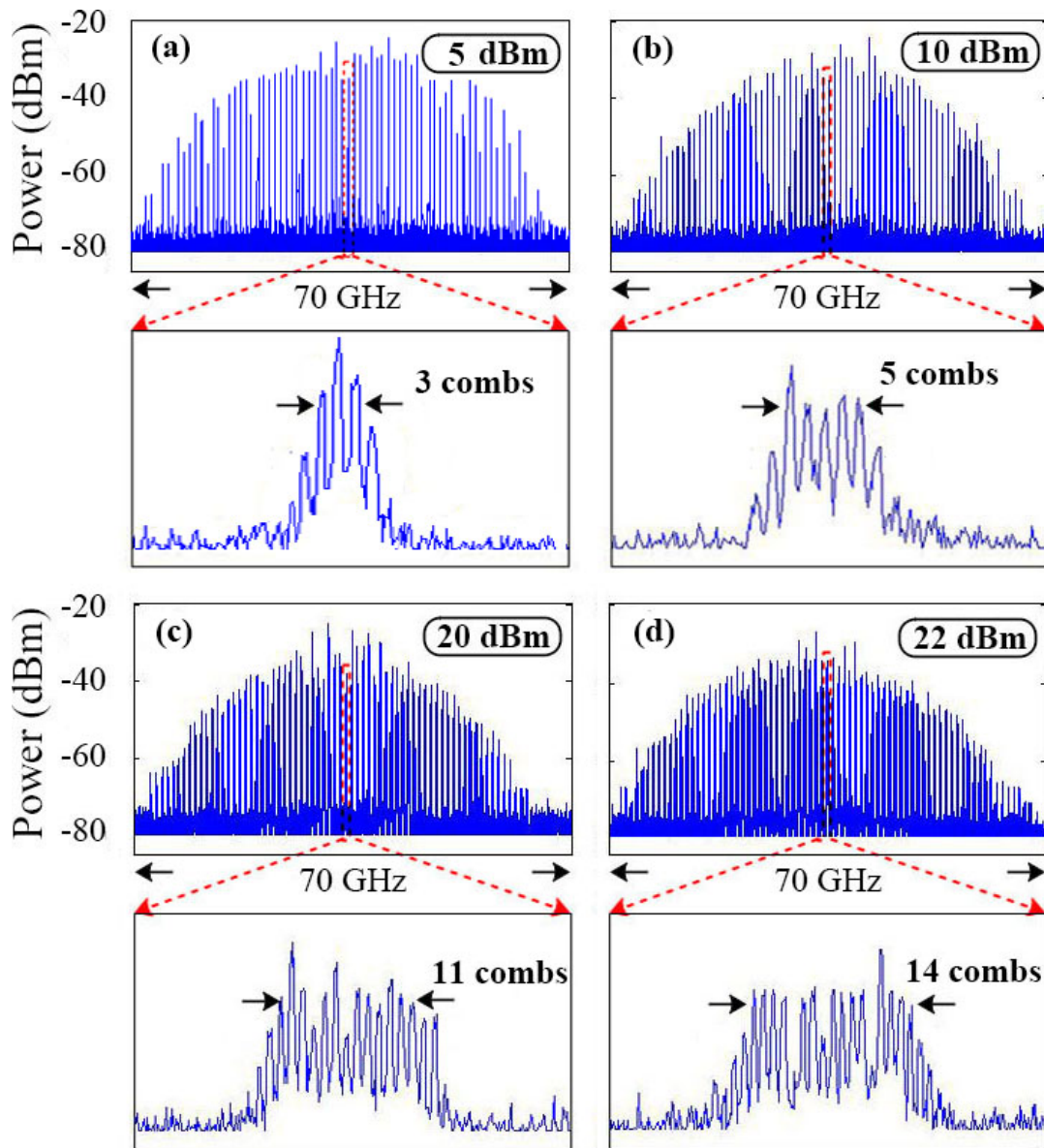


图 6.23 当  $f_m = 100f_c$  时, 不同种子激光调制功率的输出脉冲功率谱特性

## 6.5 结论

本章实验验证了整数 Talbot 条件和分数 Talbot 条件下电光强度调制和相位调制频移反馈环路的时频域特性, 包括 1) 基于电光强度调制的频移反馈环路的双脉冲特性和时域分数 Talbot 效应研究; 2) 基于电光相位调制的频移反馈激光的频率-时间映射特性研究。实验结果与理论分析相吻合, 证明了频移反馈激光在高重频脉冲、频率-时间映射等领域的研究价值。

## 结论

### 1、主要研究成果

频移反馈激光是在常规的激光腔内插入调制器（包括频率调制，相位调制和强度调制等），使得激光每次通过调制器时光波频率都发生变化，因此频移反馈激光同时受到激光腔的选频特性和环路频移特性的影响，使其具有了不同于常规激光的时间-频率特性。本论文在充分调研了频移反馈激光的研究进展的基础上，主要从两方面展开研究：基于声光频移反馈激光的射频调制激光雷达（包括相干双频激光雷达）和频移反馈激光的时频域特性研究。具体从以下几方面开展了分析和研究：

（1）相干双频激光雷达系统研究。首先根据随机过程理论详细分析了激光线宽、声光移频器射频源线宽以及延迟时间对相干双频激光拍频的影响，推导了拍频信号的功率谱密度和相位噪声分布的表达式。其次对相干双频激光雷达系统的工作原理和各组成部分进行深入的分析与研究，在此基础上搭建起一套相干双频激光雷达原理样机，并在外场实现了远距离，高精度的目标距离、速度测量。最后总结相干双频激光雷达的特点可以发现，其既具有激光雷达高空间分辨率的特点，又借鉴微波雷达成熟的信号处理技术，是综合了激光雷达与微波雷达二者的优势的一种新体制激光雷达，未来在目标识别，成像，制导，水下探测等领域有着广泛的应用前景。

（2）基于声光频移反馈环路的射频调制激光及其高阶谐波多普勒测速研究。为了改善相干双频激光雷达在速度测量时存在的极低多普勒频移问题，我们提出了构建频移反馈环路来提高调制频率的方法，即单频激光反复通过声光移频器实现调制频率的上转换。根据拍频 Doppler 测速原理，实验上分别测量了 15<sup>th</sup> 高阶谐波和基带信号的多普勒频移，通过分析证明了高阶谐波能有效改善移动目标的极低多普勒频移，显著提高测速分辨率。

（3）基于频移反馈环路的射频调制脉冲激光及其高精度距离测量。相干双频激光雷达采用多测尺相位测距的方法实现目标的距离测量，但实验过程中存在相位跳变而引起的测量误差为了解决上述问题，我们提出了基于脉冲下降沿射频调制的复合式脉冲/相位激光测距技术，该方法结合了经典的时间飞行法测距技术（利用脉冲上升沿粗略测量）和射频测距（利用脉冲下降沿的射频精确测量）进行距离测

量，有效提高了单脉冲测距的距离分辨率。

(4) 双边带频移反馈激光的时频特性研究。根据频移反馈环路的延时、频移特性，提出了通用延时自外差理论模型，详细分析了整数 Talbot 条件和分数 Talbot 条件下的强度调制和相位调制频移反馈环路的输出特性，创新性地提出了双脉冲理论模型、频率-时间映射模型、时域分数 Talbot 效应等。同时开展双边带频移反馈激光的实验研究，实验结果与理论分析相吻合，证明了其在高重频脉冲产生、频率时间映射、任意波形发生等相关的领域具有广泛的应用前景。

## 2、主要创新点

总结本文主要研究内容，其主要创新之处如下：

(1) 根据随机过程理论推导了相干双频激光拍频信号的功率谱密度和相位噪声分布。区别于常规的激光外差干涉噪声理论模型，(研究延时长度接近或者大于激光相干长度情况下激光线宽对拍频噪声的影响)，该理论模型重点研究短延时情况下声光移频噪声对相干双频激光拍频的影响。理论和实验结果同时表明，在短光纤延迟的自外差干涉系统中，射频相位噪声可以直接转换为拍频的相位噪声，是影响拍频噪声的最主要因素。该实验结果对于相干双频激光雷达的系统设计具有重要的指导意义。

(2) 研究了一种新体制激光雷达系统：其以射频调制激光（或相干双频激光）作为探测载波，射频信号进行探测，兼具激光雷达空间分辨率高的特点和微波雷达抗大气扰动能力。通过深入分析该体制激光雷达的探测原理和结构组成，创新地提出了多测尺相位测距法和拍频多普勒测速法，证实了其能有效实现远距离、高精度的目标探测。

(3) 为改善相干双频激光雷达在速度测量时存在的极低多普勒频移问题，提出了基于频移反馈激光的高阶谐波多普勒测速法。该方法是基于频移反馈激光的射频上转换特性，利用产生的高阶射频谐波进行目标的多普勒测量，其有效改善了低速运动目标的极低多普勒频移问题，显著提高了最小可探测速度和测速分辨率。

(4) 提出了基于脉冲下降沿射频调制激光的复合式脉冲/相位测距法，该方法结合了经典的脉冲测距法（利用脉冲上升沿粗略测量）和相位测距法（利用脉冲下降沿的射频精确测量），有效实现了远距离、高精度的激光测距。

(5) 根据频移反馈环路的延时、移频特性，创新性地提出了基于频移反馈环路的通用延时自外差干涉理论模型。通过分析不同传输函数的特性，该理论模型能有效

仿真出不同调制类型频移反馈激光的时频特性。

(6) 提出了基于电光强度调制频移反馈环路的双脉冲激光：当单频种子激光注入电光强度调制的频移反馈环路中时，通过调节射频频率等于整数倍环路基频（即满足整数Talbot条件），环路可以输出脉冲间隔可调的双脉冲激光。

(7) 提出了基于电光强度调制频移反馈环路的时域分数Talbot激光：当调制频率和环路基频满足 $f_m/f_c = p/q$ （分数Talbot条件）时，基于电光强度调制的频移反馈环路产生了时域分数Talbot激光，即调制频率为 $f_m$ 时，产生重频为 $qf_m$ 的脉冲激光。

(8) 提出了基于电光相位调制频移反馈环路的双脉冲激光：当单频种子激光注入电光相位调制的频移反馈环路中时，通过调节射频频率等于整数倍环路基频（即满足整数Talbot条件），环路输出双脉冲激光，且脉冲间隔由种子激光频率决定。

(9) 提出了基于电光相位调制频移反馈环路的频率-时间映射特性：相位调制频移反馈环路能实现激光频率-时间映射，且具有镜像映射特性。

## 参考文献

- [1] Streifer, William. ANALYSIS OF A DYE LASER TUNED BY ACOUSTO-OPTIC FILTER[J]. Applied Physics Letters, 1970, 17(8):335.
- [2] Kowalski F V , Squier J A , Pinckney J T . Pulse generation with an acoustoptic frequency shifter in a passive cavity[J]. Applied Physics Letters, 1987, 50(12):711-713.
- [3] F. V. Kowalski, S. J. Shattil, P. D. Hale. Optical pulse generation with a frequency shifted feedback laser[J]. Applied Physics Letters 53:9, 734-736. (1988)
- [4] C.C. Cutler. Why does linear phase shift cause mode locking?[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics 28:1, 282-288. (1992)
- [5] H. Sabert, E. Brinkmeyer. Pulse generation in fiber lasers with frequency shifted feedback [J]. Journal of Lightwave Technology 12:8, 1360-1368. (1994)
- [6] Gilbert L. Bourdet. Short-pulse generation at 10  $\mu\text{m}$  in an active cw-injected ring laser cavity[J]. Applied Optics 42:27, 5457. (2003)
- [7] J.M. Sousa, O.G. Okhotnikov. Short pulse generation and control in Er-doped frequency-shifted-feedback fibre lasers[J]. Optics Communications 183:1-4, 227-241, (2000)
- [8] L.P. Yatsenko, B.W. Shore, K. Bergmann. Theory of a frequency-shifted feedback laser[J]. Optics Communications 236:1-3, 183-202. (2004)
- [9] H. Guillet de Chatellus, O. Jacquin, O. Hugon, W. Glastre, E. Lacot, J. Marklof. Generation of ultrahigh and tunable repetition rates in CW injection-seeded frequency-shifted feedback lasers[J]. Optics Express 21:13, 15065. (2013)
- [10] H. Guillet de Chatellus, E. Lacot, W. Glastre, O. Jacquin, O. Hugon. Theory of Talbot lasers[J]. Physical Review A 88:3. (2013)
- [11] Wang, L. & LaRochelle, S. Talbot laser with tunable GHz repetition rate using an electro-optic frequency shifter. In Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), San Jose, CA, 1-2 (2017).
- [12] A. Takada and H. Miyazawa, 30 GHz picosecond pulse generation from actively mode-locked erbium-doped fibre laser[J]. Electron. Lett., vol. 26, pp. 216-217, 1990.
- [13] Taylor D J , Harris S E , Nieh S T K , et al. Electronic Tuning of a Dye Laser Using the Acousto-Optic Filter[J]. Applied Physics Letters, 1971, 19(8):269-0.
- [14] S. A. Tuccio, F. C. Strome. Design and Operation of a Tunable Continuous Dye Laser[J]. Applied Optics 11:1, 64, 1972.
- [15] P. Saltz, W. Streifer. Transient analysis of an electronically tunable dye laser - Part I: Simulation study[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics 8:12, 893-899. (1972).
- [16] P.D. Hale, F.V. Kowalski. Output characterization of a frequency shifted feedback laser: theory and experiment[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics 26:10, 1845-1851. (1990).
- [17] P.I. Richter, T.W. Hänsch. Diode lasers in external cavities with frequency-shifted feedback[J]. Optics Communications 85:5-6, 414-418. (1991).
- [18] Guillet de Chatellus, H. et al. Quiet broadband light[J]. Phys. Rev. A 90, 033810 (2014).
- [19] Yang H , Brunel M , Zhang H , et al. RF Up-Conversion and Waveform Generation Using a Frequency-Shifting Amplifying Fiber Loop, Application to Doppler Velocimetry[J]. IEEE Photonics Journal, 2017, 9(6):1-9.
- [20] Schnébelin C, de Chatellus H G. Optical spectral shaping with MHz resolution for arbitrary RF

- waveform generation[C]. CLEO: Science and Innovations. Optical Society of America, 2018: SM1B. 7.
- [21] Guillet de Chatellus, H. et al., Reconfigurable photonic generation of arbitrary RF chirped waveforms based on a single CW laser[C]. In International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP) (IEEE, 2017).
- [22] M. Vallet et al., Lidar-radar velocimetry using a pulse-to-pulse coherent RF-modulated Q-switched laser[J]. *Appl. Opt.*, vol. 52, no. 22, pp. 5402–5410, 2013.
- [23] H. Zhang, M. Brunel, M. Romanelli, and M. Vallet, Green pulsed lidar-radar emitter based on a multipass frequency-shifting external cavity[J]. *Appl. Opt.*, vol. 55, no. 10, pp. 2467–2473, 2016.
- [24] Yang H, Zhao C, Zhang H, et al. A novel hybrid TOF/phase-shift method for absolute distance measurement using a falling-edge RF-modulated pulsed laser[J]. *Optics & Laser Technology*, 2019, 114: 60-65.
- [25] J. Thevenin, M. Romanelli, M. Vallet, M. Brunel and T. Erneux, Phase and intensity dynamics of a two-frequency laser submitted to resonant frequency-shifted feedback[J], *Phys.Rev.A*. 86: 033815, 2012.
- [26] Schnébelin, C. & Guillet de Chatellus, H. Agile photonic fractional Fourier transformation of optical and RF signals[J]. *Optica* 4, 907–910 (2017).
- [27] Guillet de Chatellus, H., Romero Cortés, L. & Azaña, J. Optical real-time Fourier transformation with kilohertz resolutions[J]. *Optica* 3, 1–8 (2016).
- [28] G. Pillet, L. Morvan, D. Dolfi, and J.-P. Huignard, “Wideband dual-frequency lidar-radar for simultaneous velocity and high-resolution range profile measurements,” in *Proc. SPIE*, 2009, vol. 7323, Art. no. 73230Z.
- [29] R. Diaz, S. C. Chan, and J. M. Liu, “Lidar detection using a dual frequency source,” *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 24, pp. 3600–3602, 2006.
- [30] Z. Zheng et al., “Phase noise reduction by using dual-frequency laser in coherent detection,” *Opt. Laser Technol.*, vol. 80, pp. 169–175, 2016.
- C. H. Cheng, C. W. Lee, T. W. Lin, and F. Y. Lin, “Dual-frequency laser Doppler velocimeter for speckle noise reduction and coherence enhancement,” *Opt. Exp.*, vol. 20, no. 18, pp. 20255–20265, 2012.
- [31] Z. Zheng et al., “Influence of speckle effect on Doppler velocity measurement,” *Opt. Laser Technol.*, vol. 80, pp. 22–27, 2016.
- [32] Y. Bai, D. Ren, W. Zhao, Y. Qu, L. Qian, and Z. Chen, “Heterodyne Doppler velocity measurement of moving targets by mode-locked pulse laser,” *Opt. Exp.*, vol. 20, no. 2, pp. 764–768, 2012.
- [33] P. Ghelfi et al., “A fully photonics-based coherent radar system,” *Nature*, vol. 507, pp. 341–345, 2014.
- [34] L. J. Mullen, A. J. C. Vieira, P. R. Herczfeld, and V. M. Contarino, Application of radar technology to aerial lidar systems for enhancement of shallow underwater target detection[J], *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 43: 2370-2377, 1995.
- [35] W. L. Eberhard and R. M. Schotland, Dual-frequency Doppler-lidar method of wind measurement[J]. *Appl. Opt.* 19: 2967-2976, 1980.
- [36] Linda Mullen, Alan Laux, Brandon Cochenour, Eleonora P. Zege, Iosif L. Katsev, and Alexander S. Prikhach, Demodulation techniques for the amplitude modulated laser imager[J], *Appl. Opt.* 46: 7374-7383, 2007.
- [37] Linda Mullen, Brandon Cochenour, Alan Laux, and Derek Alley, Optical modulation techniques for underwater detection, ranging and imaging[J], *Proc. of SPIE*. Vol. 8030: 803008, 2011.

- [38] F.Pellen, X.Intes, P.Olivard, Y.Guern, J.Cariou and J.Lotrian, Determination of sea-water cut-off frequency by backscattering transfer function measurement[J], Appl.Phys. 33: 349-354, 2000.
- [39] F.Pellen, P.Olivard, Y.Guern, J.Cariou and J.Lotrian, Radio frequency modulation on an optical carrier for target detection enhancement in seawater[J], Appl.Phys. 34: 1122-1130, 2001.
- [40] Brandon Cochenour, Linda Mullen and John Muth, Modulated pulse laser with pseudorandom coding capabilities for underwater ranging, detection, and imaging[J], Appl.Opt. 50: 6169-6178, 2011.
- [41] Fabrice Pellen, Vincent Jezequel, Guy Zion, and Bernard Le Jeune, Detection of an underwater target through modulated lidar experiments at grazing incidence in a deep wave basin[J], Appl.Opt. 51: 7690-7700, 2012.
- [42] R. Diaz, S. C. Chan, and J. M. Liu, Lidar detection using a dual frequency source[J], Opt. Lett. 31: 3600-3602, 2006.
- [43] Rosemary Diaz, Sze-Chun Chan, Jia-Ming Liu, Dual-frequency multifunction lidar, Proc.SPIE 6457, 64570O, 2007.
- [44] L. Morvan, N. D. Lai, D. Dolfi, J.-P. Huignard, M. Brunel, F.Bretenaker, and A. Le Floch, Building blocks for a twofrequency laser lidar-radar: a preliminary study[J] Appl. Opt.41: 5702-5712, 2002.
- [45] L. Morvan, M. Alouini, A. Grisard, E. Lallier, D. Dolfi, Two optronic identification techniques : lidar-radar and multispectral polarimetric imaging[J], Proc. SPIE 5613: 76-87, 2004.
- [46] L. Morvan, D. Dolfi and J.-P. Huignard, Optically pre-amplified LIDAR-RADAR[J], Proc. SPIE 4377: 284-293, 2001.
- [47] G. Pillet, L. Morvan, D. Dolfi, J.P.Huignard, Wideband Dual-Frequency Lidar-Radar for High-Resolution Ranging, Profilometry and Doppler Measurement[J], Proc. SPIE 7114: 71140E, 2008.
- [48] G. Pillet, L. Morvan, D. Dolfi, and J.-P. Huignard, Wideband dual-frequency lidar-radar for simultaneous velocity and high-resolution range profile measurements[J], Proc. SPIE 7323:73230Z, 2009.
- [49] Vakerua Vercesi, Daniel Onori, Francesesco Laghezza, Filippo Scotti, Antonella Bogoni, and Mirco Scaffardi, Frequency-agile dual-frequency lidar for integrated coherent radar-lidar architectures[J], Opt. Lett.40: 1358-1361, 2015.
- [50] Y. Bai, D. Ren, W. Zhao, Y. Qu, L. Qian, and Z. Chen, Heterodyne Doppler velocity measurement of moving targets by mode-locked pulse laser[J],Opt. Express20: 764-768, 2012.
- [51] Lei Li; Suhui Yang; Xinpeng Sun; Lan Gao; Liping Tao; Changming Zhao, AOM and lock-in amplifier lidar-radar system for distance measurement[J], Proc.SPIE 6344: 63443A, 2006.
- [52] Chih-Hao Cheng, Chia-Wei Lee, Tzu-Wei Lin, and Fan-Yi Lin, Dual-frequency laser Doppler velocimeter for speckle noise reduction and coherence enhancement[J], Opt.Express20: 20255-20265, 2012
- [53] Chih-Hao Cheng, Lyu-Chih Lin, and Fan-Yi Lin, Self-mixing dual-frequency laser Doppler velocimeter[J], Opt.Express22: 3600-3610, 2014.
- [54] WANG Sheng, YANG Su-Hui, WU Xia), ZHAO Chang-Ming,ZHU Qi-Hai, Experimental Study on Influence of Atmospheric Turbulence on Coherence of Dual-Frequency Laser[J], CHIN.PHYS.LETT. 27: 084202, 2010
- [55] 王升. 光载微波激光雷达抗大气湍流扰动特性的研究与耦合腔双频固体激光器的设计[D]. 北京: 北京理工大学, 52-57, 2010
- [56] Jelalian A V. Laser Radar Systems [M]. Boston Mass: Artech House, 1992.
- [57] Skolnik M. Radar Handbook, 2nd ed [M]. New York: Mac Graw Hill, 1990.



- [58] 朱大勇, 固体激光雷达技术新进展[J], 红外与激光工程, 26: 57-61, 1997.
- [59] 陈湘君, 陈自来, 戴永江等, 固体激光雷达的发展现状[J], 红外与激光工程, 27: 24-28, 1998.
- [60] 王戎瑞, 固体激光雷达技术发展现状[J], 激光与红外, 29: 323-327, 1999.
- [61] 郑勇超, 赵铭君, 张文平等, 激光雷达技术及其发展动向[J], 红外与激光工程, 35: 240-246, 2006.
- [62] 戴永江, 激光雷达原理[M]. 北京: 国防工业出版社, 2002.
- [63] 李磊. 光载波雷达及频差可调谐双频固体激光器技术的研究[D]. 北京: 北京理工大学, 50-62, 2007
- [64] 李磊, 赵长明, 高岚, 孙鑫鹏, 杨苏辉. 变光外差为电外差的双频激光探测[J]. 光子学报, 27: 249-252, 2007.
- [65] Guido Giuliani, et al. Laser diode self-mixing technique for sensing applications[J], J. Pure Appl. Opt., 4: 283-294, 2002
- [66] 姜成昊, 杨进华, 张丽娟, 王晓坤, 基于激光拍频高精度相位式测距方法[J]. 光子学报. 43: 0912006, 2014.
- [67] 王兆华, 黄翔东, 杨慰. 全相位 FFT 相位测量法[J]. 世界科技研究与发展, 29: 45-49, 2007
- [68] 贾晓东, 1.55 $\mu\text{m}$  相干测风激光雷达样机的研制[D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2015.
- [69] 张建华, 杨德钊, 高洁, 刘锡民, 时频扰动对双频激光相干探测系统的影响[J]. 激光与光电子学进展. 53:061403, 2016.
- [70] 杨宏志, 赵长明, 张海洋等, 全光纤激光雷达发射/接收系统设计与优化[J], 光学学报, 36: 1106005.
- [71] 常畅, 激光雷达散射截面测量的一种补偿方法[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2012.
- [72] 王磊, 赵海滨, 余继周, 胡庆荣, 鲁耀兵, 张圆成, 主被动结合激光雷达系统设计与性能仿真[J], 红外与激光工程, 44:68-72, 2015.
- [73] 陈希孺, 概率论与数理统计[M], 合肥: 中国科学技术出版社, 2009.
- [74] 李彦超, 2  $\mu\text{m}$  激光测风雷达外差探测方法与关键技术研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2012
- [75] 于苗苗, 激光成像雷达目标探测技术研究[D]. 长春: 长春理工大学, 2010.
- [76] 金国藩, 李景镇. 激光测量学[M]. 北京: 科学出版社, 1998.
- [77] 徐陵. 相位式半导体激光测距系统的研究[D]. 武汉: 华中科技大学, 2006
- [78] 张加良. 相位法激光测距仪的研究[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2006.
- [79] 贾方秀, 多频调制的相位法激光测距中若干关键技术研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2010.
- [80] C.Baud, H.Tap-Béteille, M.Lescure, et al.. Analog and digital implementation of an accurate phasemeter for laser range finding. Sensors and Actuators, 132:258-264, 2006,
- [81] M. Brunel, A. Amon and M. Vallet, Dual-polarization microchip laser at 1.53 $\mu\text{m}$ [J], Opt. Lett. 30: 2418-2420, 2005.
- [82] Grégoire Pillet, Loïc Morvan, Marc Brunel, Fabien Bretenaker, Daniel Dolfi, Marc Vallet, Jean-Pierre Huignard, Dual-Frequency Laser at 1.5  $\mu\text{m}$  for Optical Distribution and Generation of High Purity Microwave Signals[J], Journal of Lightwave Technology. 26: 2764-2773, 2008.
- [83] M. Brunel, F. Bretenaker, S. Blanc et al, High-spectral purity RF beat note generated by a two-frequency solid-state laser in a dual thermo-optic and electro-optic phase-locked loop[J], IEEE Photon. Technol. Lett., 16:870-872, 2004.
- [84] M. Brunel, N. D. Diep Lai, M. Vallet, A. Le Floch, F. Bretenaker, L. Morvan, D. Dolfi, J.-P. Huignard, S. Blanc, and T. Merlet, Generation of tunable high-purity microwave and terahertz signals by

- two-frequency solid-state lasers[J], Proc.SPIE. 5466: 131–139, 2004.
- [85] N.D. Lai, F. Bretenaker, M. Brunel, Coherence of pulsed microwave signals carried by two-frequency solid-state lasers[J], J. Lightw. Technol., 21: 3037-3042,2003.
- [86] Marc Brunel and Marc Vallet, Pulse-to-pulse coherent beat note generated by a passively Q-switched two-frequency laser[J] Opt.Lett. 33: 2524-2526, 2008.
- [87] J. P. Yao, "Microwave photonics," J. Lightw. Technol., vol. 27, no. 3, pp. 314- 335, Feb. 2009.
- [88] J. Capmany and D. Novak, "Microwave photonics combines two worlds," Nat. Photon., vol. 1, pp, 319–330, Jun. 2007.
- [89] J. Capmany, J. Mora, I. Gasulla, J. Sancho, J. Lloret and S. Sales, "Microwave photonic signal processing," J. Lightw. Technol., vol. 31, pp. 571–586, Feb. 2013.
- [90] C. H. Lee, Microwave Photonics, 2nd ed. Boca Raton: CRC Press, 2013.
- [91] C. Chan, and J. M. Liu, Tunable narrow-linewidth photonic microwave generation using semiconductor laser dynamics[J], IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 10: 1025–1032, 2004.
- [92] Y. S. Juan and F. Y. Lin, Photonic generation of broadly tunable microwave signals utilizing a dual-beam optically injected semiconductor laser[J], IEEE Photonics J. 3: 644–650, 2011.
- [93] X. S. Yao and L. Maleki, "Optoelectronic oscillator for photonic systems," IEEE J. Quantum Electron., vol 32, no. 7, pp. 1141–1149, Jul, 1996.
- [94] J. Wells, "Faster than fiber: the future of multi-Gb/s wireless," IEEE Microw. Mag., vol. 10, no. 3, pp. 104–112, May 2009.
- [95] A. Kanno, I. Morohashi, T. Kuri, I. Hosako, T. Kawanishi, Y. Yasumura, Y. Yoshida, and K. Kitayama, "16-Gbaud QPSK Radio Transmission using Optical Frequency Comb with Recirculating Frequency Shifter for 300-GHz RoF Signal," in IEEE Microwave Photonics International Conf., 2012, pp. 298-301.
- [96] A. E. Siegman, Lasers (Mill Valley, 1986).
- [97] J. D. Kafka, T. Baer, and D. W. Hall, "Mode-locked erbium-doped fiber laser with soliton pulse shaping," Opt. Lett., vol. 14, pp. 1269-1271, Nov. 1989.
- [98] Rihaczek, W. Principles of High-Resolution Radar (McGraw-Hill, New York,1969).
- [99] Barton, D. K. Radar System Analysis and Modeling (Artech House, Norwood,2004).
- [100] Tait, P. Introduction to Radar Target Recognition, IET Radar Series No. 18 (The Institution of Engineering and Technology, London, 2005).
- [101] Yao, J. Photonic generation of microwave arbitrary waveforms. Opt. Commun. 284, 3723–3736 (2011).
- [102] Capmany, J., Li, G., Lim, C. & Yao, J. Microwave photonics: current challenges towards widespread application. Opt. Express 21, 22862–22867 (2013).
- [103] Khan, M. H. et al. Ultrabroad-bandwidth arbitrary radio-frequency waveform generation with a silicon photonic chip-based spectral shaper. Nat. Commun. 4, 117–122 (2010).
- [104] Rashidinejad, A., Li, Y. & Weiner, A. M. Recent advances in programmable ultrabroadband radio-frequency arbitrary waveform generation. IEEE J. Quant. Electron 52, 1–17 (2016).
- [105] Weiner, A. M. Ultrafast optical pulse shaping: A tutorial review. Opt. Commun. 284, 3679–3692 (2011).
- [106] Agrawal, G. P. Non-Linear Fiber Optics Ch. 1 (Academic Press, San Diego, 1995). 20. Torres-Company, V., Leaird, D. E. & Weiner, A. M. Dispersion requirements in coherent frequency-to-time mapping. Opt. Express 19, 24718–24729 (2011).

- [107] Wang, C. & Yao, J. Photonic generation of chirped millimeter-wave pulses based on nonlinear frequency-to-time mapping in a nonlinearly chirped fiber Bragg grating. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* 56, 542–553 (2008).
- [108] Dezfooliyan, A. & Weiner, A. M. Photonic synthesis of high fidelity microwave arbitrary waveforms using near field frequency to time mapping. *Opt. Express* 21, 22974–22987 (2013).
- [109] Gao, H. et al. A simple photonic generation of linearly chirped microwave pulse with large time-bandwidth product and high compression ratio. *Opt. Express* 21, 23107–23115 (2013).
- [110] Wong, J. H. et al. Photonic generation of microwave waveforms with wide chirp tuning range. *Opt. Commun.* 304, 102–106 (2013).
- [111] Li, Y. et al. Photonic generation of W-band arbitrary waveforms with high time-bandwidth products enabling 3.9 mm range resolution. *Optica* 1, 446–454 (2014).
- [112] Shi, J. W. et al. Photonic generation and wireless transmission of linearly/ nonlinearly continuously tunable chirped millimeter-wave waveforms with high time-bandwidth product at W band. *IEEE J. Light Technol.* 4, 215–223 (2012).
- [113] Zhou, P. et al. Linearly chirped microwave waveform generation with large time-bandwidth product by optically injected semiconductor laser. *Opt. Express* 24, 18460–18467 (2016).
- [114] Wun, J.-M. et al. Photonic chirped radio-frequency generator with ultra-fast sweeping rate and ultra-wide sweeping range. *Opt. Express* 21, 11475–11481 (2013).
- [115] Coutinho, O. L., Zhang, J. & Yao, J. Photonic generation of a linearly chirped microwave waveform with a large time-bandwidth product based on self-heterodyne technique. Presented at the International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP), Paphos, (2015).
- [116] Saleh, B. E. A. & Teich, M. C. *Fundamentals of Photonics* Ch. 22 (John Wiley & Sons, 2007).
- [117] Classen, T. A. C. M. & Mecklenbrauker, W. F. G. The Wigner distribution—a tool for time-frequency signal analysis; part I. *Philips J. Res.* 35, 217–250 (1980).
- [118] Pei, S.-C. & Ding, J.-J. Relations between Gabor transforms and fractional Fourier transforms and their applications for signal processing. *IEEE Transac. Sig. Process* 55, 4839 – 4850 (2007).
- [119] Oppenheim, A. V., Willsky, A. S. & Nawab, D. H. *Signals and Systems* (Pearson Education, Singapore, 1997).
- [120] S. K. Hwang, J. M. Liu, and J. K. White, Characteristics of period-one oscillations in semiconductor lasers subject to optical injection[J], *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 10: 974 – 981,
- [121] Wei Zhou, Shengfeng Zheng, Zhiqi Li, et al. A super high resolution phase difference measurement method [J]. *Frequency Control Symposium, 2007 Joint with the 21st European Frequency and Time Forum, IEEE International*, 1: 811-814, 2007
- [122] 黄翔东, 王兆华. 基于全相位频谱分析的相位差频谱校正方法[J]. *电子与信息学报*, 30: 293-297, 2008.
- [123] 张新家, 基于 DSP 的智能电表电量计算方法研究[D]. 沈阳: 东北大学, 2012.
- [124] 王兆华, 黄翔东, 杨尉. 全相位 FFT 相位测量法[J]. *世界科技研究与发展*, 29: 28-32, 2007.
- [125] 苏飞, 带窗全相位数字滤波器设计与应用研究[D]. 天津: 天津大学, 2003.
- [126] Bernard Journet and Stephane Poujouly, High-resolution laser rangefinder based on a phase-shift measurement method[J]. *Proceedings of SPIE, Volume 3520*: 123-132, 1998.
- [127] 江亚群, 何怡刚. 基于加窗 FFT 的相位差高精度测量算法[J]. *电路与系统学报*, 10: 112 -116, 2005
- [128] 黄翔东. 全相位数字信号处理[D]. 天津: 天津大学, 2006.

- [129] Pintelon R., Schoukens J, Time series analysis in the frequency domain [J],IEEE Transactions on Signal Processing: 47: 206-210, 1999.
- [130] Yuan-Pei Lin, Yung-Yih Ban. Windowed multicarrier systems with minimum spectral leakage [J], IEEE International Conference on Acoustics, Speech, and Signal Processing, Vol.4:749-752, 2004.
- [131] Mathews V., Youn D., Spectral leakage suppression properties of linear and Quadratic windowing[J], IEEE Transactions on Acoustics, Speech, and Signal Processing, 32: 1092-1095, 1984.
- [132] Gough PT, A fast spectral estimation algorithm based on the FFT [J].IEEE Transactions on Signal Processing, 42(6):1317-1322, 1994.
- [133] Boche, H., Behavior of discrete-time linear systems of infinite order [J],The 6th IEEE Conference on Electronics, Circuits and Systems, Volume 2:1115-1118, 1999.
- [134] 王兆华, 侯正信, 苏飞.全相位 FFT 频谱分析[J].通信学报,24: 6-19,2003.
- [135] 王兆华, 侯正信, 全相位 FFT 频谱分析装置, 中国实用新型发明专利, 200420028959.8, 2005.
- [136] D. Han,S.Chen,L.Ma, Autocorrelation of self-mixing speckle in an EDFR laser and velocity measurement [J],Appl.Phys.B103:695 - 700, 2011.
- [137] A. Papoulis, S.U. Pillai, Stochastic processes: general concepts, in: Probability, Random Variable and Stochastic Processes, 4th ed., McGraw Hill, 2002.
- [138] R.N. Bracewell, The basic theorems, in: The Fourier Transform and Its Applications, McGraw Hill, 2000.
- [139] Ronald L.Fante, Two-position, two-frequency mutual coherence function in turbulence[J], Opt. Soc. Am. 71(12): 1446 - 1451, 1981.
- [140] V.Tatarskii, The effect of the turbulent atmosphere on wave propagation [J], National Technical Information Service, 22151,1971.

## 攻读学位期间发表论文与研究成果清单

### 1. 学术成果

- [1] **Yang Hongzhi**, Zhao Changming, Zhang Haiyang, Yang Suhui and Zheng Xinyuan. Phase noise influence in a dual-frequency laser phase-shift range finder [J]. IEEE Photonics Journal, 2017, 10(1). (SCI 收录,IF: 2.627)
- [2] **Yang Hongzhi**, Brunel Marc, Zhang Haiyang, Marc Vallet, Changming Zhao and Suhui Yang. RF up-conversion and waveform generation using a frequency-shifting amplifying fiber loop, application to Doppler velocimetry [J]. IEEE Photonics Journal, 2017, 9 (6). (SCI 收录,IF: 2.627)
- [3] **Yang Hongzhi**, Zhao Changming, Zhang Haiyang, Zhang Zilong and Gui Kun. A novel hybrid TOF/phase-shift method for absolute distance measurement using a falling-edge RF-modulated pulsed laser[J]. Optics and Laser Technology. 2019, 114. (SCI 收录,IF:2.503)
- [4] **杨宏志**, 赵长明, 张海洋, 杨苏辉, 李晨. 基于频移反馈腔的全光纤射频调制脉冲激光研究. 物理学报, 2017(18), 93-101. (SCI 收录)
- [5] **Yang Hongzhi**, Brunel Marc, Vallet Marc, Zhang Haiyang and Zhao Changming. Talbot pulse doublets generated by a FSF loop containing an electro-optic amplitude modulator[J]. Journal of lightwave technology. (SCI, 正在审稿中)
- [6] **杨宏志**, 赵长明, 张海洋, 杨苏辉, 郑征, 郑星元, 张德华, 全光纤激光雷达发射/接收系统设计及优化, 光学学报, 2016,36(11).(EI 收录)
- [7] Zheng Zheng, Zhao Changming, Zhang Haiyang, Yang Suhui, Zhang Dehua and **Yang Hongzhi**, Liu Jiawei. “phase noise reduction by using dual-frequency laser in coherent detection”, Optics and Laser Technology. 2016, 80:169-175. (SCI 收录,IF: 2.503)
- [8] Zheng Zheng, Zhao Changming, Zhang Haiyang, Yang Suhui, Zhang Dehua, Zheng Xinyuan and **Yang Hongzhi**, “Influence of speckle effect on Doppler velocity measurement”, Optics and Laser Technology. 2016, 80: 22-27. (SCI 收录,IF: 2.503)
- [9] Zhang Dehua, Zhang Haiyang, Zheng Zheng, **Yang Hongzhi**, Zhao Changming, Yang Suhui, “The influence of laser spot size on the micro-doppler spectrum”, Proceedings of SPIE- International Conference on Optical Instruments and Technology: Optoelectronic Measurement Technology and Systems, 2015,9623.(EI 收录)

- [10] 郑征, 赵长明, 张海洋, 杨苏辉, **杨宏志**, 张德华, 不同湍流强度下激光传输受大气干扰的统计特征分析, 第二十一届全国激光学术会议, 2014:102-107(会议收录)
- [11] 龙美辰, 张海洋, 柳淳, 赵长明, 杨苏辉, **杨宏志**. 微型镜头对辐照激光的空间调制特性. 光学学报, 2017, 37(12). (EI 收录)
- [12] 单慧洁, **杨宏志**, 杨苏辉, 赵长明, 张海洋. 激光强度起伏及相位噪声对光学双频探测的影响. 光学学报, 2016, 36(12). (EI 收录)
- [13] 李晨, 张海洋, 赵长明, 张立伟, 杨苏辉, **杨宏志**. 光纤环路移频反馈激光器及放大器增益的研究. 激光技术, 2018.
- [14] Zheng Xingyuan, Zhao Changming, Zhang Haiyang, Zheng Zheng and **Yang Hongzhi**. Coherent dual-frequency lidar system design for distance and speed measurements. International Conference on Optical Instruments and Technology, 2017.
- [15] Zhao Changming, Zhang Zilong, Zhang Haiyang, **Yang Hongzhi**, Zheng Xinyuan. BUILDING A BRIDGE OVER LIDAR AND RADAR. The VIII International Symposium MPLP-2018. 2018
- [16] 张海洋, **杨宏志**, 赵长明, 杨苏辉. 专利: 一种基于环形腔的可调谐超短脉冲激光器
- [17] 张海洋, **杨宏志**, 赵长明, 杨苏辉. 专利: 一种基于频移反馈激光的微波信号频率上变换器件
- [18] 张海洋, **杨宏志**, 赵长明, 杨苏辉. 专利: 一种基于频移反馈激光的任意波形微波信号的发生器件
- [19] 张海洋, **杨宏志**, 赵长明, 杨苏辉. 专利: 一种基于频移反馈环路的射频调制脉冲激光产生装置.

## 2、项目成果

[1]“十二五”国防预研项目《xx 双频激光探测技术研究》，主要完成者之一，项目起止时间为：2011年-2015年；

[2]“十三五”国防预研项目《多样性激光 xx 探测技术研究》，主要完成者之一，项目起止时间为：2016年-2020年；

[3]“十三五”国防预研项目《高速 xxx 目标光电预警探测技术》，主要完成者之一，项目起止时间为：2016年-2020年；

[4]“十三五”国防预研项目《基于阵列激光反射特性的 xxxx 探测技术》，主要完成者之一，项目起止时间为：2016年-2018年；

## 致谢

本论文的工作是在导师赵长明教授的悉心指导下完成的。赵老师人格高尚，学识渊博，治学态度严谨，工作踏实认真，给我留下了深刻的印象，是我一生学习的榜样。自从进入课题组以来，他一直教导我们科研中要有一种钻研的态度，无论什么问题都要弄透彻，弄明白，有一种刨根问底的精神。他言行身教地教诲我们要谦虚、积极进取、不轻易放弃也不怨天尤人，尤其是在本论文的完成过程中，赵老师在论文选题、理论研究、实验研究和论文的修改定稿等方面都花费大量时间和我讨论，给予了我全面的指导和悉心的帮助。在生活上，赵老师也经常跟我谈心，关心我的日常生活，特别是在临近毕业这段时间，除了找工作之外，自己家里的事情也比较多，赵老师给予我充分的时间自己进行安排，让自己非常的感动。在此论文完成之际，我诚挚地感谢我的导师赵老师，致以崇高的敬意。

本论文的工作也离不开张海洋老师的悉心指导，自进入实验室以来，自己都是跟随着张老师进行课题的研究，深深地感谢张老师在我攻读博士学位期间给予的学业上的无私指导和帮助。另外，在生活上，张老师就跟朋友一样，经常与我谈心，当我遇到困难时，张老师总是给我提供最无私的帮助，再一次由衷的表示感谢，希望张老师和家人都幸福安康。本论文的研究工作还得到了杨苏辉教授的悉心指导。杨老师扎实的专业功底，开拓创新的思维方式、乐于助人的高尚品德是我学习的榜样，对她表示衷心的感谢。

在博士学习期间，我得到了很多其他老师和同学朋友的帮助和关心。感谢张子龙老师在自己人生道路上所提供的帮助与指引，感谢徐鹏博士、李鲲博士、关哲博士、程丽君博士、何滔博士和王云石博士在我论文写作和生活上的帮助；感谢项目组的郑征博士、郑星元博士、张德华硕士、贵崑硕士在实验研究方面对我的帮助，在此一并感谢实验室的所有师兄师姐师弟师妹对我科研工作的帮助。

我要特别感谢我的女友李丽华，她一直在背后默默地支持我，在工作上支持我、鼓励我，在生活上关心我、照顾我，给予我最大的理解与支持，给了我积极前进的动力。如今学有所成，对她表示最特别的谢意。

最后，谨以此文献给我挚爱的父母和家人，希望他们健健康康、工作顺利。

衷心感谢参加论文评审和答辩的各位专家和教授！



## 作者简介

本人杨宏志，男，汉族，1990年12月出生于山西省长治市。

2009年9月-2013年7月，北京理工大学光电学院，光信息科学与技术，攻读学士学位。

2013年9月-2015年7月，北京理工大学光电学院，电子科学与技术专业，攻读硕士学位，主要研究多样性相干双频激光雷达。

2015年9月-，北京理工大学光电学院，电子科学与技术专业，硕博连读，攻读博士学位，主要研究频移反馈激光以及射频调制激光雷达系统。

2018年2月-2019年2月，法国雷恩第一大学，物理学专业，联合培养博士，主要研究基于双边带频移反馈激光的时域 Talbot 效应，双脉冲特性以及频率-时间映射。