

密级:



中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

基于微环谐振腔的克尔光频梳研究

作者姓名: 王伟强

指导教师: 赵卫 研究员 西安光机所

学位类别: 理学

学科专业: 光学

培养单位: 中国科学院西安光学精密机械研究所

2018 年 5 月

**Study on Kerr optical frequency comb based on micro-ring
resonator**

**A Dissertation Submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
In partial fulfillment of the requirement
For the degree of
Doctor of Philosophy
in Optics
By
[Wang Weiqiang]
Supervisor: Professor Zhao Wei**

**Xi'an Institute of Optics & Precision Mechanics,
Chinese Academy of Sciences**

May 2018

中国科学院大学
研究生学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文是本人在导师的指导下独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明或致谢。

作者签名： 王伟强
日 期： 2018.5.20

中国科学院大学
学位论文授权使用声明

本人完全了解并同意遵守中国科学院有关保存和使用学位论文的规定，即中国科学院有权保留送交学位论文的副本，允许该论文被查阅，可以按照学术研究的公开原则和保护知识产权的原则公布该论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名： 王伟强
日 期： 2018.5.20

导师签名： 
日 期： 2018.5.19

科研道德声明

秉承研究所严谨的学风与优良的科学道德，本人声明所呈交的论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。论文中所引用的内容都已给予了明确的注释和致谢。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示了致谢。

申请学位论文与资料若有不实之处，本人承担一切相关责任。

论文作者签名： 王伟强 日 期： 2018.5.20

知识产权声明

本人完全了解中科院西安光学精密机械研究所有关保护知识产权的规定，即：研究生在所攻读学位期间论文工作的知识产权单位系中科院西安光学精密机械研究所。本人保证离所后，发表基于研究生工作的论文或使用本论文工作成果时必须征得产权单位的同意，同意后发表的学术论文署各单位仍然为中科院西安光学精密机械研究所。产权单位有权保留送交论文的复印件，允许论文被查阅和借阅；产权单位可以公布论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其它复制手段保存论文。

(保密的论文在解密后应遵守此规定)

论文作者签名： 王伟强

导师签名： 

日 期： 2018.5.20

日 期： 2018.5.19

摘 要

2007 年, Del'Haye 等人报道了世界上第一个微腔光频梳, 自此之后, 微腔光频梳先后在多种材料平台上被实现, 并且被成功地应用到超高速并行光通信技术、微波光子学、光学频率合成、光钟、双梳光谱学和双梳测距等领域, 展现出前所未有的优异性能。本论文采用高折射率差微环谐振腔, 基于外部注入泵浦光和“自锁定”产生泵浦光两种技术方案, 开展了微腔光频梳产生的实验和理论研究, 具体的研究内容和取得的成果如下:

一、 系统地研究了微环谐振腔的设计和测试方案。针对产生微腔光频梳的需求, 对微环谐振腔的自由光谱范围、品质因子和色散系数进行了针对性的设计, 并采用互补金属氧化物半导体相兼容的工艺制备出高折射率差微环谐振腔。采用光纤环形谐振腔辅助的测试方法, 对微环谐振腔的主要参数进行了测试表征, 其自由光谱范围约为 49GHz, 品质因子分布在 $1.4\sim 2.1\times 10^6$, 微腔的色散系数约为 $43\text{ps}^2/\text{km}$ 。

二、 实现了微环谐振腔的蝶形封装, 首次采用半导体致冷器 (TEC) 调谐微环谐振腔谐振峰的方法, 产生了片上孤子晶体频梳。类比晶体中的晶格结构, 实验中观察到的孤子晶体具有理想态、Schottky 缺陷、Frenkel 缺陷和超结构缺陷等多种形态, 为研究孤子间的相互作用提供了有效的实验手段。此外, 首次采用延时自外差法对微腔光频梳短时间内的重频稳定性进行了实验测量, 实验中待测的孤子晶体频梳以线宽为 100Hz 的激光器为泵浦源产生 (目前报道的最窄线宽的泵浦源), 实验测得孤子晶体频梳在 $10\mu\text{s}$ 和 $125\mu\text{s}$ 时间内的重频波动分别为 53.24Hz 和 509.32Hz。并从理论上分析了泵浦频率和功率的稳定性对光频梳重频的影响, 为实现频率稳定的微腔光频梳提供了理论依据。

三、 对微腔光频梳的产生过程进行了详细的分析, 采用 Lugiato-Lefever 方程对微腔光频梳从主梳、子梳、调制不稳态性频梳到孤子频梳的演化过程进行了理论研究。通过扫描泵浦功率和失谐量, 得到各状态光频梳所对应的泵浦条件, 首次得到了产生孤子晶体频梳的泵浦条件区域。通过更改第 102 个模式的失谐量和加入波导传输损耗的影响, 得到稳态的孤子晶体频梳解。并对微腔孤子晶体频

梳的拉曼自频移现象进行了研究, 通过在扰动 Lugiato-Lefever 方程中引入拉曼项, 对比仿真和实验光谱图, 推算出波导材料的拉曼响应时间常数约为 3 fs。

四、 将微环谐振腔嵌入到一个 1.9m 长的光纤增益腔中, 首次实现了基于“自锁定”技术方案的低噪态微腔光频梳。在该实验中, 利用偏振控制器微调腔内的光场相位, 微腔内的光场经历了激光态、锁模态(“DF-DFWM”)、“子梳态”、低噪态、高噪态和双偏振高噪态的演化过程, 并对光场的演化机理进行了详细的分析。此外, 利用“自锁定”的技术方案, 实现了重频可调谐的双色泵浦微腔光频梳, 其中两个泵浦光在光纤增益腔内自激振荡产生。通过调节腔内双通带光学滤波器的中心波长, 基于非简并四波混频效应, 得到带宽大于 180nm, 重频在 $6\sim 46\times\text{FSR}$ 范围内可调谐的微腔光频梳。

五、 基于滤波器驱动耗散四波混频(“DF-DFWM”)锁模技术, 首次实现了重频以微环谐振腔自由光谱范围为步长可调谐的超高重频锁模激光器, 微环谐振腔同时具备梳状滤波器和非线性介质双重作用, 有效地提升了激光腔的模式间隔, 解决了传统耗散四波混频锁模激光器的“多纵模不稳定性”问题。通过调节光纤腔和微环谐振腔的长度关系, 在实验上实现了重频在 $1\sim 15\times\text{FSR}$ (49~735 GHz) 范围内可调谐的锁模激光器, 并基于非线性薛定谔方程对速率可调谐的锁模激光器进行了理论研究。

关键词: 微环谐振腔, 光频梳, 光孤子, 孤子晶体, 锁模激光器

ABSTRACT

Since the first microresonator based optical frequency comb (microcomb) was reported in 2007 by Del’Haye, *et. al.*, microcombs have been realized in a variety of material platforms. By now, microcombs have been successfully used in optical communication systems, microwave photonics, optical frequency synthesis, optical clocks, dual-comb spectroscopy as well as dual-combs ranging measurement, *et. al.*, and present unprecedented performance. In this thesis, based on external injecting pump and “self-locked” schemes, the microcombs generation in a high-index doped silica glass micro-ring resonator (MRR) is experimentally and theoretically studied. The details of the researches and the achieved results are summarized as follows:

1. The design and measurement methods of a MRR are systematically studied. For the demand of microcombs generation, the free spectral range (FSR), the quality factor and the waveguide dispersion of a MRR are carefully designed. Further, the designed MRR is fabricated based on high-index doped silica glass platform whose fabrication process is Complementary-Metal-Oxide-Semiconductor (CMOS) compatible. The main parameters of the MRR are measured under the assistance of a fiber ring resonator. The FSR of the MRR is $\sim 49\text{GHz}$, the quality factor is in the range of $1.4\sim 2.1\times 10^6$ and the dispersion is $\sim 43\text{ps}^2/\text{km}$ at 1560nm .

2. The MRR is successfully butterfly packaged. Soliton crystals (SCs) are stably generated by slowly tuning the resonance of the MRR through a thermoelectric cooler (TEC) based thermal-tuning approach for the first time. Analogy with the lattice structure of solid crystals, SCs can be classified to perfect, Schottky defects, Frenkel defects and superstructure defects, *et. al.* The SCs generation experiments provide an effective experimental method for the study of the interaction of solitons. The repetition rate stability during a short time is experimentally studied using delayed self-heterodyne interferometer (DSHI) method for the first time, to the best of our knowledge. In our experiments, the SCs are generated using a 100Hz linewidth laser as pump which is the narrowest linewidth pump laser in microcomb generation experiments to our knowledge. The repetition rate fluctuations are 53.24Hz and 509.32Hz within $10\mu\text{s}$ and $125\mu\text{s}$ respectively. The effects of the pump frequency instability and the pump power variations to the repetition rate fluctuation of microcombs are theoretically analyzed. And our researches provide the theoretical foundation for realizing frequency stable microcombs in the future.

3. The intrinsic mechanism of MRR based microcomb generation is analyzed and the evolution process of microcombs is theoretically studied based on Lugiato-Lefever equation (LLE). Along with the decrease of the pump detuning, primary comb (Turing pattern), sub-combs, modulational instability (MI) combs and soliton combs are theoretically obtained in sequence. Further, through sweeping the pump power and the pump-resonance detuning, the schematic of the comb evolution flow chart is obtained. And the generation condition of SCs is obtained for the first time. Furthermore, the steady solutions of different types of SCs are obtained based on the perturbation normalized LLE where the mode-crossing and non-uniform transmission loss effects are included by reducing the detuning at the mode of 102 and using the measured transmission loss parameters respectively. Finally, Raman self-frequency shift of soliton crystals is experimentally observed and theoretically studied using the perturbation LLE by introducing a Raman response expression. The Raman response time of high-index doped silica glass waveguide is speculated to be ~ 3 fs by comparing the theoretical and experimental results.

4. Fiber ring cavity based phase-locked microcombs are experimentally obtained based on “self-locked” scheme for the first time when a MRR is embedded in a 1.9m length fiber gain cavity. While the optical phase is tuned using a polarization controller, single frequency laser, mode-locked state (“FD-DFWM”), sub-combs, stable microcombs, high noise combs and dual orthogonal combs are generated in sequence. And the mechanism of the optical field evolution in the MRR is detailedly analyzed. Further, dual-pump Kerr OFCs with varying FSR spacing are experimentally realized based on “self-locked” scheme. The dual pumps are self-oscillated in a fiber cavity. Over 180nm bandwidth OFCs are generated through the nondegenerate four-wave-mixing (FWM) in the MRR. The FSR of the dual-pump microcombs can be varied at range of 6~46 FSRs by tuning the central wavelengths of the dual-passband optical filter.

5. Based on filter-driven dissipative four-wave-mixing (“FD-DFWM”) mode-locked technique, stable repetition rate multiplicable pulsed laser source is realized for the first time, to the best of our knowledge. The well-known “super-mode” instability of traditional “DFWM” mode-locked lasers is overcome by reducing the fiber cavity length using a high-Q factor MRR which not simply used as a filter but acts as a nonlinear element as well. Through tuning the laser cavity length, stable mode-locked lasers are experimentally realized with repetition rate tunable at range of 1~15 FSR

(49~735 GHz). And the repetition rate tunable “FD-DFWM” laser is theoretically simulated based on nonlinear Schrödinger equation (NLSE).

Key Words: Micro-ring Resonator, Optical Frequency Comb, Optical Soliton, Soliton Crystals, Mode-Locked Laser

目 录

摘 要.....	I
ABSTRACT.....	III
第一章 引言.....	1
1.1 光学频率梳简介.....	1
1.2 光频梳的种类及研究现状.....	4
1.2.1 基于锁模激光器的光频梳.....	4
1.2.2 基于光电调制技术的光频梳.....	6
1.2.3 微腔克尔光频梳.....	8
1.3 论文的内容安排.....	11
第二章 光学微腔的设计、制备与测试.....	14
2.1 光学微腔的滤波特性.....	15
2.2 光学微腔的设计.....	17
2.2.1 光学微腔的自由光谱范围.....	17
2.2.2 光学微腔的品质因子.....	19
2.2.3 光学微腔的色散特性.....	21
2.2 光学微腔的制备.....	23
2.3 光学微腔的参数测试.....	25
2.3.1 波导传输损耗的测试.....	25
2.3.2 光学微腔的参数测试.....	26
2.4 小结.....	30
第三章 光学微腔中的光参量振荡.....	31
3.1 光学微腔中的相位匹配.....	31
3.2 光学微腔中光参量振荡的耦合模理论.....	33
3.3 光参量振荡的阈值.....	41
3.4 光学微腔中的光参量振荡.....	43

3.4.1 用于 OPO 实验的微环谐振腔介绍	44
3.4.2 微环谐振腔中的光参量振荡实验	47
3.5 小结	49
第四章 微腔光频梳	51
4.1 Lugiato-Lefever 方程	52
4.2 微腔光频梳产生实验	54
4.3 微腔光频梳的噪声分析	58
4.4 小结	61
第五章 微腔孤子晶体频梳	62
5.1 微腔孤子晶体频梳的产生实验	63
5.1.1 微腔孤子晶体的产生实验	63
5.1.2 微腔孤子晶体的分类	67
5.1.3 泵浦的失谐量测量	72
5.1.4 微腔孤子晶体的转换效率	74
5.1.5 微腔孤子晶体频梳的稳定性分析	76
5.2 孤子晶体频梳的拉曼自频移效应	78
5.3 孤子晶体频梳的线宽和短时间重频稳定性	81
5.3.1 延时自外差法测量光波线宽和短时间频率稳定性基础	81
5.3.2 孤子晶体频梳的线宽及短时间重频稳定性测量	84
5.4 程控孤子晶体频梳的产生	86
5.5 基于微环谐振腔的窄线宽激光器及孤子晶体频梳产生	90
5.5.1 集成化的窄线宽激光器	90
5.5.2 可高度集成的孤子晶体频梳	93
5.6 小结	94
第六章 “自锁定”微腔光频梳	96
6.1 “自锁定”微腔光频梳产生实验	96
6.2 双色泵浦微腔光频梳的产生实验	99
6.3 滤波器驱动的耗散四波混频锁模激光器	105
6.3.1 耗散四波混频锁模激光器简介	105
6.3.2 速率可倍频调节的“FD-DFWM”锁模激光器实验研究	107

6.3.3 速率可调谐的“FD-DFWM”锁模激光器的理论仿真.....	113
6.4 基于环形光纤腔的微腔光频梳.....	115
6.5 “自锁定”正交双梳实验研究.....	120
6.4 小结.....	123
第七章 工作总结与展望.....	125
7.1 论文的主要研究成果及创新点.....	125
7.2 对未来工作的展望.....	127
参考文献.....	129
附录 A 插图和表格索引.....	154
A.1 插图索引.....	154
A.2 表格索引.....	157
附录 B 符号与缩略词.....	158
B.1 符号.....	158
B.2 缩略词.....	160
致 谢.....	162
作者简介及在学期间发表的学术论文与研究成果.....	164

第一章 引言

1.1 光学频率梳简介

光学频率梳（简称光频梳）的概念于20世纪70年代被提出^[1]，被定义为由一系列离散的、等间隔的频率成分组成的宽带光谱，并且各频率分量具有稳定的相位关系。光频梳已成为继超短脉冲激光问世之后激光技术领域又一重大突破，在该领域内开展开创性工作的两位科学家J. Hall和T. W. Hänsch于2005年被授予诺贝尔物理学奖。

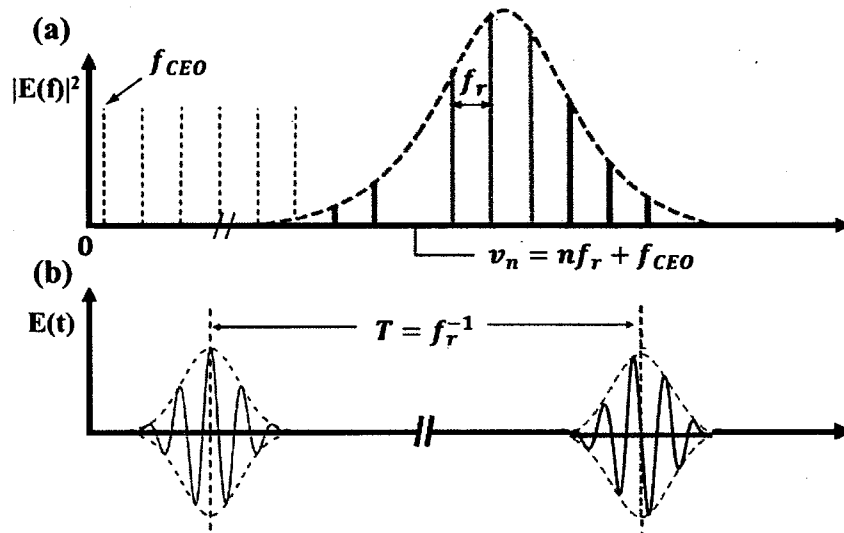


图 1.1 光频梳的频域和时域示意图^[2]。(a) 光频梳的分立光谱图，相邻光谱线的频率间隔由光频梳的脉冲重复频率决定；(b) 光学频梳梳的时域脉冲序列图。 f_{CEO} 为偏移频率， f_r 为光脉冲的重复频率。

Figure 1.1 The frequency and time domain representation of an optical frequency comb^[2]. (a) The optical spectrum of an optical frequency comb. The mode spacing is determined by the pulse repetition rate f_r . (b) The pulse train of an optical frequency comb. f_{CEO} is the offset frequency. f_r is the pulse repetition rate of the optical frequency comb.

原理上，光频梳在频域上表现为具有相等频率间隔的光学频率序列，在时域上表现为超短光脉冲（飞秒量级时间宽度的电磁场振荡包络）序列，光脉冲序列与光频梳的光谱满足傅里叶变换关系（如图1.1所示）^[2]。超短脉冲的频率特性类

似于我们日常所用的梳子，形象化的称之为光频梳。光频梳相当于一个光学频率综合发生器，是迄今为止最有效的绝对光学频率测量的工具，可将铯原子微波频标与光频标准确而简单的联系起来，为发展高分辨率、高精度、高准确性的频率标准提供了载体，也为精密光谱、天文物理、量子操控等科学研究方向提供了较为理想的研究工具。目前光频梳已被成功应用到光学频率精密测量、原子离子跃迁能级的测量、远程信号时钟同步与卫星导航等领域，并且随着光信息技术的发展，光频梳也将在光学任意波形产生、多波长超短脉冲产生和密集波分复用光通信等领域得到广泛的应用。

获得光频梳的关键是产生稳定的超短激光脉冲，上世纪70年代，在锁模激光脉冲出现之初，科学家J. Hall和T. W. Hänsch提出了使用锁模激光器测量光频率的构想。1978年，T. W. Hänsch曾利用窄带宽的等间隔光频线测量了钠原子超精细光谱的频率差，这是利用锁模脉冲激光测频的滥觞。但使用光频梳进行光频的绝对频率测量并非易事，其原因是早期的锁模激光器，频率稳定的频谱不够宽（如Nd: YAG激光，氩离子激光等），频谱够宽的稳定度有限（如染料激光等）。直到1991年钛宝石（Ti:sapphire）Kerr-lens飞秒锁模脉冲激光器被研发出来后^[3]，宽带锁模脉冲变得可行。为实现频率的绝对测量，需要对超短脉冲序列在时域和频域进行精密控制，即对超短脉冲的载波包络偏移频率和激光脉冲重复频率进行锁定控制。1998年，T. W. Hänsch成功地证明飞秒脉冲激光器是个很好的同步光谱产生器，并将其中一个模式锁定到一个参考激光上。在2000年时，J. Hall提出了一个测量锁模激光绝对频率的方法，即“f-2f”自参考频率锁定法，其原理如图1.2所示，光频梳的每一个谱线的频率 f_n 可以表示为：

$$f_n = f_{CEO} + n f_{rep} \quad (1.1)$$

其中 f_{CEO} 为载波包络偏移频率， f_{rep} 为光脉冲的重复频率， n 为光频梳梳齿的阶数。当光频梳的谱宽达到一个倍频程时，将 n 阶梳齿进行倍频，倍频后的新光波的频率可表示为：

$$2f_n = 2f_{CEO} + 2n f_{rep} \quad (1.2)$$

将该光波与光频梳的 $2n$ 阶梳齿拍频，得到载波包络偏移频率 f_{CEO} ，通过反馈网络控制激光器的腔长，从而锁定载波包络偏移频率 f_{CEO} ，即实现了载波包络相位的锁定；同时利用反馈网络锁定激光器的重复频率 f_{rep} ，从而实现光频梳各梳齿的

频率锁定。美国天体物理联合实验室的霍尔教授等人首次利用“f-2f”自参考技术实现了载波包络相位和重频锁定的钛宝石锁模激光器,标志着飞秒光频梳的诞生。

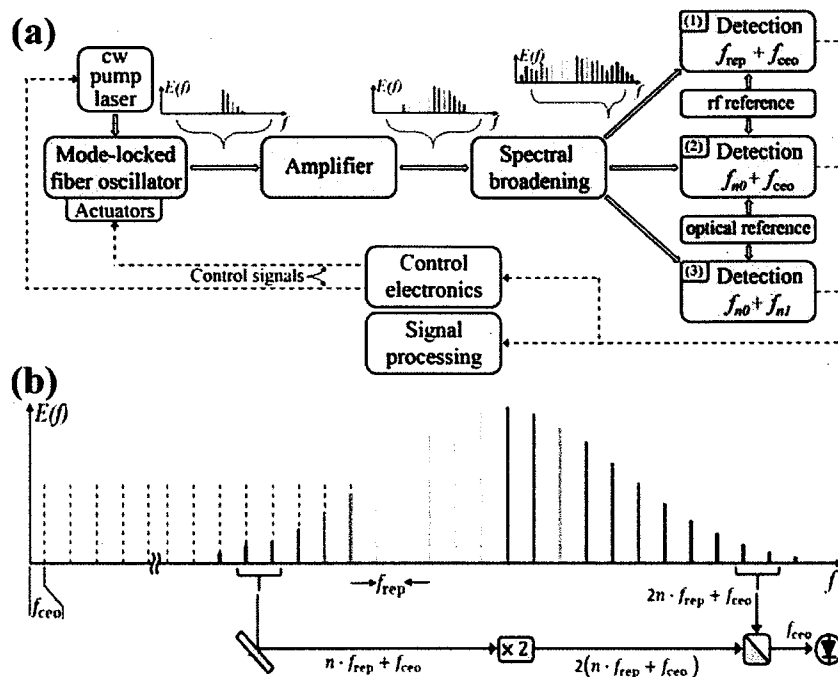


图 1.2 “f-2f”自参考锁频光频梳的原理图^[2]。(a) 典型的光纤锁模激光器光频梳系统框图。(b) 光频梳“f-2f 自参考”锁频技术的原理示意图。

Figure 1.2 The schematic of “f-2f” self-reference frequency locked optical frequency comb. (a) The typical diagram of the mode-locked fiber laser based optical frequency comb. (b) The schematic of “f-2f” self-reference frequency locked scheme.

随着频率锁定的光频梳的出现,精确测量连续激光器的频率就变得轻而易举。首先,测量出光频梳的零点偏移频率和光梳梳齿的频率间隔,有了这两个数据,就能计算出所有梳齿对应的频率。接下来,只需把待测激光与光频梳耦合在一起,测量激光与最接近它的梳齿产生的拍频频率,也就是两者频率差。这三个频率都属于微波频段,可以用铯钟非常精确的进行测定。至此,光频梳的这些优点使得时间标准从微波频率向光波频率转变,极大地提升了时间标准的精度,如:光学原子钟是迄今为止,人类制造的最精确的时钟,它的精度已经超过了1967年来一直作为标准的微波原子钟,光学原子钟将应用在空间导航、卫星通信、基础物理问题的超高精度监测。光频梳在化学监测方面也展现出超高的灵敏度;在光频率

合成方面,利用光频梳可以合成具有极高相干性的单束光脉冲序列,这种技术有望实现对无线电波到 X 射线的电磁波谱实现相干控制;用光频梳产生特定波形的激光,有望将雷达的灵敏度和探测范围提高几个数量级;光频梳也可以为光通信系统提供多路并行光源,极大地提升通信容量。图1.3以树形结构展示了光频梳的更多应用领域^[4]。

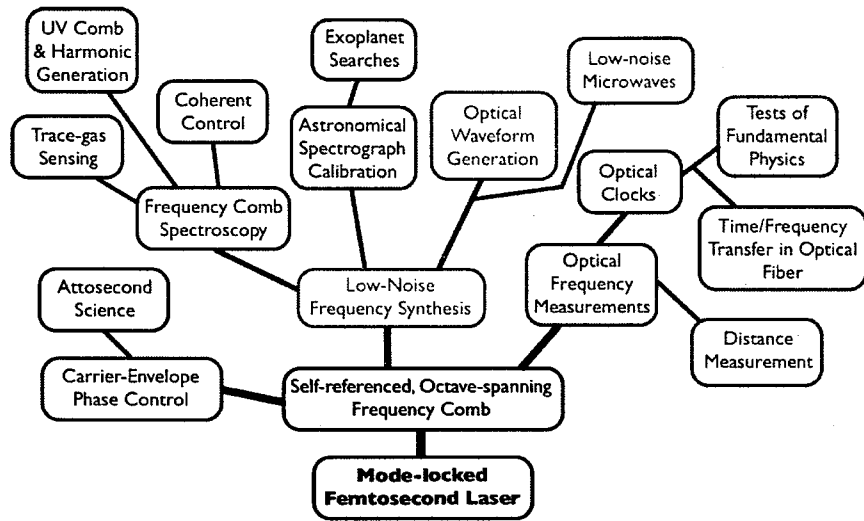


图 1.3 光频梳的应用演化树^[4]

Figure 1.3 The evolutionary tree of the optical frequency comb applications^[4].

1.2 光频梳的种类及研究现状

光频梳的产生是开展其应用研究的基础,目前已经有众多类型的光频梳源,本节将对目前主流的光频梳产生技术进行总结。

1.2.1 基于锁模激光器的光频梳

自1991年英国圣安德鲁大学的D. E. Spence等人把棱镜对插入Ti:sapphire激光器谐振腔,用来补偿色散,获得了60fs的光脉冲^[3],此后科研人员在获取更短脉冲方面投入了极大的热情,通过使用棱镜对补偿色散,获得了更短的光脉冲,如:华盛顿州立大学的M. Murnane等人先后实现了32fs、17fs和11fs变换极限的光脉冲^[5-7]。随着色散补偿技术的发展,采用色散镜进行腔内色散补偿,匈牙利固体物理研究所的Szipocs等人采用色散镜腔内色散补偿技术,得到了8fs的光脉冲^[8]。而采用棱镜对与色散镜相结合的方式,瑞士联邦工业大学的Keller等人实现了

6.5fs的光脉冲^[9]。随着超短光脉冲的产生,产生宽带光频梳成为可能,将超短光脉冲利用光子晶体光纤的非线性特性进行展宽,可以得到倍频程的超宽带光谱^[10]。2000年,美国科罗拉多大学与美国国家标准技术局的D. J. Jones等人采用“f-2f”自参考锁频技术方案,使Ti:sapphire锁模激光器的载波包络相位得到了控制,得到频率稳定的光频梳,并使Ti:sapphire锁模光频梳应用到绝对光频测量领域^[11]。Ti:sapphire锁模光频梳具有优良的性能,也是最早出现的光频梳,然而其体积庞大、造价极高,并且控制复杂,不利于光频梳的工程应用。

随着光纤锁模激光器的日益成熟,基于光纤锁模激光器的光频梳得到快速的发展。2006年,美国国家标准技术局与IMRA公司和OFS公司合作,实现了梳齿线宽小于1Hz的锁模激光频梳^[12];早期的实验验证了掺铒光纤锁模激光器光频梳在相位噪声和频率稳定性方面具有和Ti:sapphire锁模激光器相比拟的特性^[12,13]。通过严谨地设计和稳频措施,基于光纤锁模激光器的光频梳的频率稳定性和相位噪声特性可以满足多种测量的需求^[13-15],同时,基于光纤锁模激光器的光频梳在重频、谱平坦度、鲁棒性、尺寸、谱覆盖范围等方面对于现在和将来的应用具有巨大的优势。表1.1列举了基于光纤锁模激光器的光频梳的典型性能^[4]。目前,已有商业化的光纤锁模激光器光频梳产品,提供该类产品的公司有Menlo Systems, Toptica Photonics, IMRA America等。并且,研究人员仍在积极开展光纤频率梳的研究,如:多分支光频梳^[17-20],不同波长的光频梳^[21-23],可调重频的光频梳系统^[24,25],合成任意光频系统^[26-28]等。

表 1.1 基于光纤锁模激光器光频梳的典型性能^[4]

Table 1.1 Typical characteristics of fiber mode-locked lasers based optical frequency combs ^[4].

腔类型	重频 (MHz)	带宽 (nm)	平均功率 (mW)	腔内色散 (ps ²)	f_{CEO} 线宽 (kHz)	全保偏 设计
NPE环形腔	50-250	20-50	10-100	-0.04~0.04	10-1000	否
“8”字腔	20-50	10-20	1-10	-0.07~-0.02	150-600	是
SAM线形腔	50-1000	~10	1-10	-0.012~-0.02	40-1000	是
SAM环形腔	50-250	~10	1-10	-0.07~-0.02	20-600	是

注: NPE: Nonlinear polarization evolution; SAM: Saturable absorber mirror.

总之，基于锁模激光器的光频梳是目前技术最为成熟、工程应用最为广泛的光频梳，表1.2总结各类锁模激光器光频梳的性能^[29]。

表 1.2 不同锁模激光器光频梳特征参数^[29]

Table 1.2 The characteristic parameters of different type mode-locked laser based optical frequency combs^[29].

	Ti:Sapphire	Cr:LiSAF	Cr:forsterite	Yb:KYW	Er:Yb:glass	Er:fiber	Yb:fiber
中心波长	800 nm	894 nm	1275 nm	1030 nm	1560 nm	1560 nm	1040 nm
脉宽	10-50 fs	~50 fs	30 fs	290 fs	170 fs	80-200 fs	70-100 fs
泵浦源	Nd:YVO4 (532 nm)	二极管(650 nm)	光纤激光器(1075 nm)	二极管 (980 nm)	二极管 (976 nm)	二极管 (980/1480 nm)	二极管 (976 nm)
重复频率	0.1-10 GHZ	93 MHz	420 MHz	160 MHz	75 MHz	50-300 MHz	0.1-1 GHZ
倍频程	~500-1200 nm	~550-1100 nm	~1000-2000 nm	700-1400nm	~1000-2000 nm	~1000-2000 nm	700-1400nm
电光转换效率	~0.1%	1-2%	~0.5%	~2-3%	~2-3%	~1%	1-2%
平均功率	1000 mW	150 mW	500 mW	>200 mW	>100 mW	25-100 mW	100-200 mW

1.2.2 基于光电调制技术的光频梳

光通信技术和微波光子学对光频梳提出了新的需求：具有简单的系统、更高的重频、平坦的谱线、更高的鲁棒性和可调节性，基于光电调制技术的光频梳（简称光电梳）正好满足这些需求^[30]。当连续光被一个或多个光电调制器进行调制，在调制器的输出端得到以连续光为中心，射频振荡器频率为间隔的光频梳。光电梳的配置方案在上世纪60年代被提出^[31]，在70和80年代被用以产生皮秒脉冲^[32, 33]，现在，随着低噪声高频射频源和低驱动电压高承受功率电光调制器的发明，光电调制方案具有优良的稳定性，并且简单结构，其中心频率和重频可以独立调节，因此光电梳受到越来越多的重视。光电梳的梳齿数受限于加载于调制器上的

射频功率和调制器的性能，并且各梳齿的功率不同，为扩展光电梳的带宽，谐振腔结构的光电梳被提出，如Gordon等人将调制器嵌入一个F-P腔中^[31]；Optocomb公司通过在铌酸锂相位调制器波导两端镀膜的方法实现了集成化的F-P腔调制器，并推出了相应的产品，该方案结合窄线宽激光器和稳频方法可以得到THz带宽、抖动小于10fs的光电梳^[34]，并且该方案曾得到频率测量领域的关注^[35,36]。在光纤环形腔内加入相位调制器或移频器的方案也有报道^[37]。然而，谐振腔结构的光电梳需要射频信号的频率与谐振腔的自由谱范围相匹配，因此需要增加反馈回路，并且连续光必须与谐振腔的谐振峰相重叠，这极大地增加了系统的复杂性。近年来，在半导体材料中实现高度集成化的光电梳缓解了上述的两个问题^[38]，有望在未来集成化应用中得到普及。

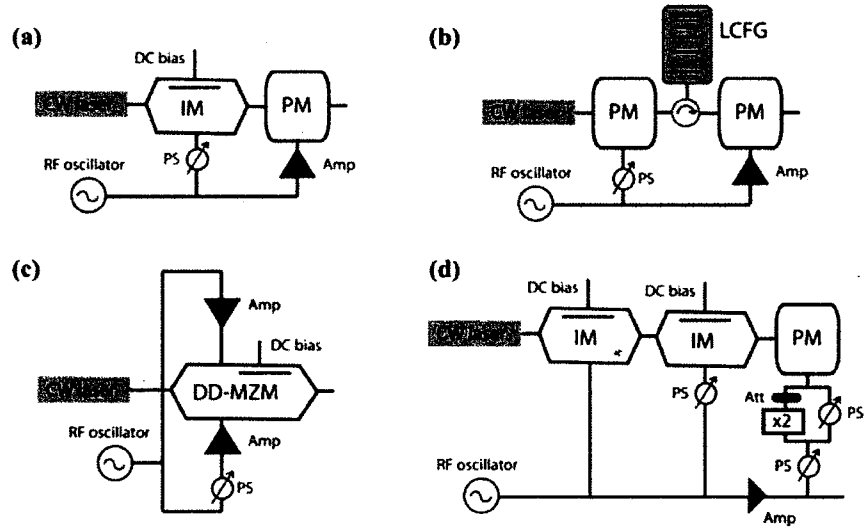


图 1.4 产生平坦光谱光电梳的技术方案^[39]。(a) 级联强度和相位调制器；(b) 时域频域映射（时间透镜）(c)双驱动的调制器；(d) 混合技术方案

Figure 1.4 The technical schemes for the electro-optic frequency combs with flat spectrum generation^[39]. (a) Cascading intensity and phase modulator. (b) Time-to-frequency mapping technique. (c) Based on a dual-drive Mach-Zehnder modulator. (d) Hybrid technology scheme.

由于光通信系统和微波光子系统对平坦化的光电梳提出了苛刻的要求，因此科研人员在实现平坦化光电梳方面开展了大量的工作，图1.4列举了实现平坦化光电梳的几种常用方案^[39]。最直接的方案就是串联多个强度或相位调制器^[40]，如

图1.4(a)所示, 强度调制器用来产生准方波脉冲, 相位调制器用于均衡光谱, 此方案产生的光电梳带宽正比于相位调制器的调制系数。近期的实验结果表明, 通过过驱动强度调制器, 可以使超过70%的谱线的功率波动小于1dB^[41]。另一个方案是利用时域频域映射的概念(时间透镜)^[42, 43], 如图1.4(b)所示, 该方案只需要相位调制器, 因此无需直流偏置(需要反馈控制以消除长时间的偏置点漂移), 即可得到很好的平坦化光电梳。另一个实现平坦化光电梳的方案是使用双驱动的马赫-泽德尔(MZ)调制器^[44, 45], 如图1.4(c)所示。为得到平坦化光电梳, 要求上下两臂的调制系数满足:

$$\Delta\theta_1 - \Delta\theta_2 \pm \Delta\phi = \pi \quad (1.3)$$

其中 $\Delta\theta_i$ 为调制系数, $\Delta\phi$ 为上下两臂的光相位差。该方案产生的光电梳的平坦度与图1.4(a)所示方案相同。图1.4(d)展示的方案在引入线性啁啾的同时降低脉冲的宽度, 以便得到更高带宽的平坦化光电梳。级联的强度调制器用来实现更窄的光脉冲, 使用该方案可以使83%的谱线具有1dB以内的功率波动^[46]。此外, 其它的方案也被引入以得到平坦化的光电梳, 如采用多个RF频率驱动相位调制器^[47]; 利用级联的强度调制器并优化其直流偏置和RF信号的相移参数^[48]。利用光电梳也可以实现连续光向飞秒脉冲的转换^[49]和超高重频的参量梳的产生^[50, 51]等。

光电梳可以用来产生光谱平坦化的高带宽光频梳, 然而, 需要级联光电调制器, 并且需要稳定的高频射频源, 在未来光频梳的集成化应用方面具有一定的挑战性。

1.2.3 微腔克尔光频梳

微腔克尔光频梳是一种新型的光频梳, 基于高品质因子(Q值)光学微腔中的四波混频效应而产生(简称克尔光频梳), 其梳齿间隔可以覆盖1GHz至数THz的范围, 拓展了传统锁模激光器光谱梳和光电梳的应用范围, 在精密频率标定、任意波形产生、天文光谱校准、孤子传输、光通信技术和光学存储等领域具有较高的应用优势。克尔光频梳是伴随着微腔制造工艺的进步而发展起来的新的科学分支: Vahala课题组于2003年在硅基晶元上制作出Q值大于 10^8 的微盘腔^[52, 53]; 在此基础上, 该课题组于2004年观察到微腔内的光参量振荡现象^[54], 2007年Kippenberg课题组利用连续光泵浦的方式, 在微盘腔中首次实现了宽带克尔光频梳^[55], 该实验揭开了克尔光频梳研究的新篇章。此后, 科研人员先后在多种微腔

中实现了克尔光频梳，如：各类晶体微腔以及CMOS工艺兼容平台微腔（氮化硅微腔、高折射率差掺杂玻璃微腔和硅微腔），表1.3列举了部分微腔及其产生的Kerr光频梳的关键参数^[56]。

表 1.3 微腔特性及其产生的克尔光频梳的关键参数^[56]

Table 1.3 The characteristic of micro-cavity and the key parameters of the Kerr optical frequency combs^[56].

材料	$n_2(\text{m}^2\text{W}^{-1})$	结构	Q值	频梳重频	波长范围	参考文献
SiO ₂	2.6×10^{-20}	Toroid	1×10^8	~375 GHz	1200-1700 nm	[55]
SiO ₂	2.6×10^{-20}	Toroid	2×10^8	~375 GHz	990-2170 nm	[57]
SiO ₂	2.6×10^{-20}	Sphere	2×10^7	~427 GHz	1450-1700 nm	[58]
SiO ₂	2.6×10^{-20}	rod	5×10^8	~32.6 GHz	1510-1610 nm	[59]
MgF ₂	1×10^{-20}	Toroid	$\sim 10^9$	~35 GHz	1533-1553 nm	[60]
MgF ₂	1×10^{-20}	Toroid	$> 10^9$	10-110 GHz	2350-2550 nm	[61]
MgF ₂	1×10^{-20}	Toroid	$\sim 10^{10}$	Non-uniform	360-1600 nm	[62]
CaF ₂	3.2×10^{-20}	Truncated sphere	6×10^9	~13 GHz	1545-1575 nm	[63]
CaF ₂	3.2×10^{-20}	Truncated sphere	3×10^9	~23.78 GHz	Near 794 nm	[64]
Hydex	1.15×10^{-19}	Ring	1.2×10^6	0.2-6 THz	1400-1700 nm	[65], [66]
Hydex	1.15×10^{-19}	Ring	1.5×10^6	~49 GHz	1460-1660 nm	[67]
Si ₃ N ₄	2.5×10^{-19}	Ring	5×10^5	~403 GHz	1450-1750 nm	[68]
Si ₃ N ₄	2.5×10^{-19}	Ring	10^5	~226 GHz	1170-2350 nm	[69]
Si ₃ N ₄	2.5×10^{-19}	Ring	2.6×10^5	~977.2 GHz	502-580 nm	[70]
Si ₃ N ₄	2.5×10^{-19}	Ring	1.7×10^7	~25 GHz	1510-1600 nm	[71]
Si	6×10^{-18}	Ring	5.9×10^5	~127 GHz	2100-3500 nm	[72]
AlN	$(2.3 \pm 1.5) \times 10^{-19}$	Ring	6×10^5	~370 GHz	1450-1650 nm	[73]
AlN	$(2.3 \pm 1.5) \times 10^{-19}$	Ring	6×10^5	~369 GHz	Near 517&776 nm	[74]
Diamond	$(8.2 \pm 3.5) \times 10^{-19}$	Ring	$\sim 10^6$	~925 GHz	1516-1681 nm	[75]

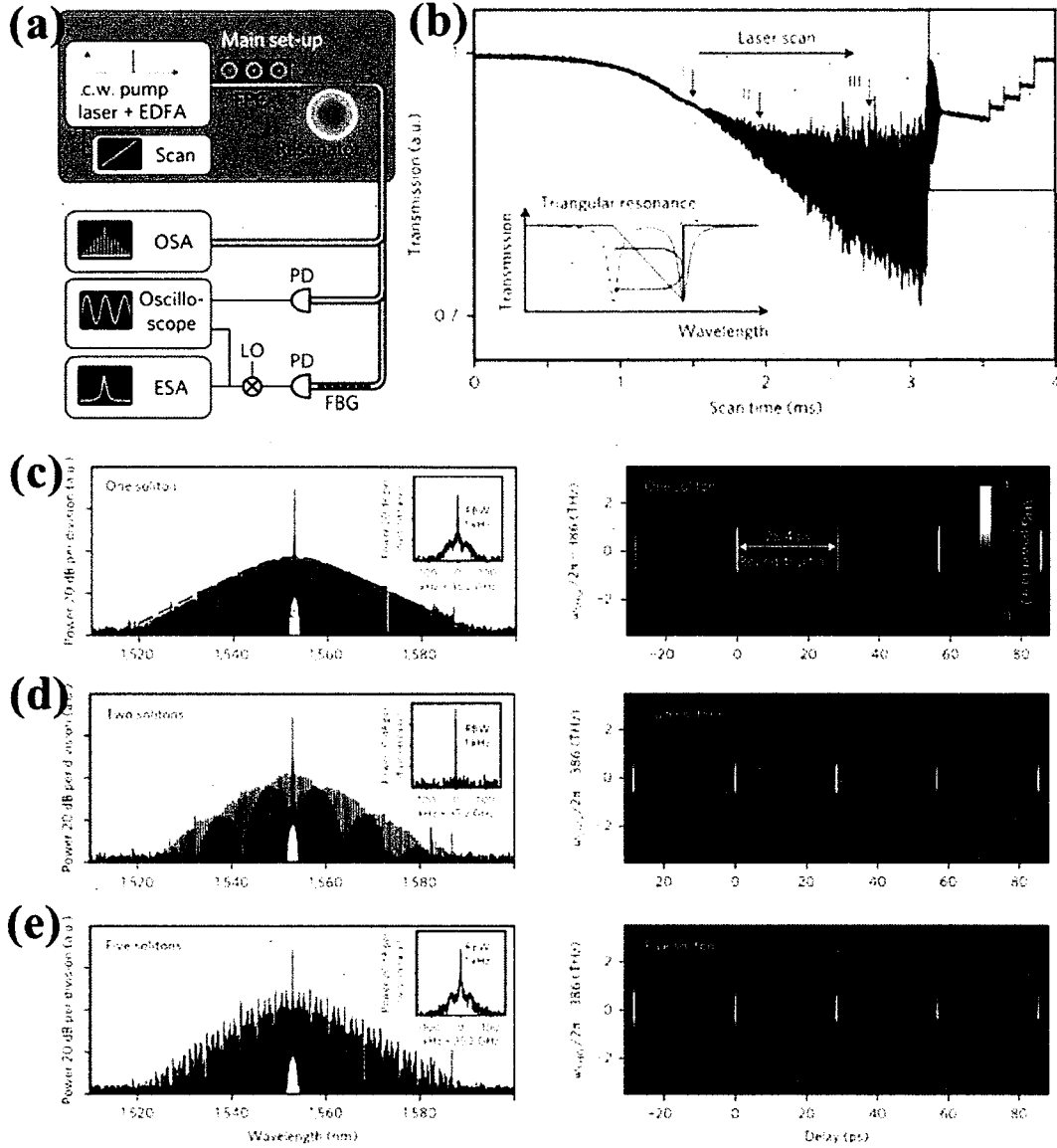


图 1.5 微腔孤子频梳^[76]。(a) MgF₂ 微腔孤子频梳实验框图；(b) 微腔内光场功率随泵浦频率的变化曲线；(c)单孤子频梳的光谱和时域分布图；(d)双孤子频梳的光谱和时域分布图；(e)五孤子频梳的光谱和时域分布图。

Figure 1.5 Micro-cavity based soliton comb^[76]. (a) The experimental setup for MgF₂ micro-cavity based soliton comb generation. (b) Optical field transmission trace when the pump sweeping across a resonance of the microresonator. (c) Optical spectrum and FROG trace of single soliton comb. (d) Optical spectrum and FROG trace of two solitons comb. (e) Optical spectrum and FROG trace of five soliton comb.

2014年, T. Herr等人率先在微腔内实现了光孤子频梳^[76], 如图1.5所示, 该实

验使用快速扫频的方法在超高Q值 MgF_2 微腔中得到了光孤子频梳,该实验成为克尔光频梳发展历程中的一个里程碑,此后的研究主要集中在产生孤子频梳及其相关应用方面。微腔孤子频梳的产生要求泵浦光位于微腔谐振峰的红失谐处,由于微腔的热光效应,当泵浦光位于微腔谐振峰的红移处时,微腔处于热不稳态,需要复杂的实验技术以克服微腔的热光效应,使泵浦光稳定地存在于红失谐处。目前常用的实验手段有快速泵浦频率扫描法^[76-78]和“Power-kicking”法^[79-81],其中扫频法需要微腔有较长的孤子台阶,而“Power-kicking”法没有此限制^[82],因此更广泛地应用在孤子频梳产生实验中。除此之外,新的实验方法也被引入微腔孤子产生实验中,如:利用辅助模式缓解腔的热光效应^[83],快速的热调方法^[84]等。通过设计微腔的色散特性,利用色散波(Cherenkov)效应,可以有效地展宽孤子频梳的带宽至2/3甚至1个倍频程^[83, 85, 86],并且V. Brasch等人利用“2f-3f”的技术方案实现了自参考频率锁定的孤子频梳^[87]。此外,研究人员还对孤子频梳所表现出来的拉曼自频移^[88]和模式交叉^[89-91]现象进行了研究。

在克尔光频梳的应用研究方面,科研人员也开展了大量的工作。利用噪声态的克尔光频梳,开展了并行光通信系统^[92, 93]、希尔伯特变换^[94]、可编程单边带光子滤波器^[95]、光子微波滤波器^[56]和可编程微波延迟线^[96]等实验验证。随着微腔孤子频梳的发现,Kerr频梳在多个应用领域都取得了突破性的进展,如利用 Si_3N_4 的孤子频梳,实现了55Tbit/s的相干通信系统^[97];利用双梳技术方案在分子光谱学方面取得超高的谱分辨率^[98, 99];在精密测量方面,利用微腔光孤子实现了200nm的测量精度^[100, 101];同时,实现了残余频率噪声小于1Hz的光频合成^[102]。随着技术的进步,“自参考”频率锁定的微腔孤子频梳也必将在绝对光频测量和光钟等领域取得突破性进展。

1.3 论文的内容安排

本论文的内容安排如下:

第一章首先对光频梳的定义及发展历史进行了简单介绍;然后对光频梳的“f-2f”自参考锁频技术进行了简单分析;最后对产生光频梳常用的技术方案及各类光频梳的特点以及发展现状进行了介绍。

第二章针对微腔光频梳的应用目标,对微腔的特性、设计、制备以及测试表

征进行了详细的介绍。其中微腔的品质因子决定了在微腔内产生光频梳的阈值或所需的泵浦功率,本章分别分析了波导传输损耗和外部耦合对微腔品质因子的影响;色散是决定光频梳能否产生并决定所产生光频梳带宽的重要参数,本章使用有限元的方法对波导截面与色散的关系进行分析。以高折射率差光子集成平台为例设计出品质因子大于 1×10^6 的微环谐振腔(MRR),并采用CMOS兼容的工艺制备出高品质因子的微环谐振腔,采用光纤环形腔辅助测量的方法对高折射率差MRR的自由光谱范围、品质因子和色散进行了测量。

第三章对微腔中的光参量振荡进行了理论和实验研究。首先分析了微腔中参量过程的相位匹配条件;其次,从电磁波动方程出发,推导了描述微腔中参量过程的耦合模方程,以此得出光参量振荡的阈值功率;最后,采用外部注入泵浦光的方案,对MRR中的光参量振荡进行了实验研究。

第四章在理论和实验上,对微腔光频梳的产生进行了深入的研究。在理论方面,从耦合模方程推导出LLE,并使用LLE对微腔光频梳的演化过程进行了理论模拟。在实验上,使用外部注入泵浦光的方案在高折射率差MRR内产生宽带的光频梳,并对噪声态光频梳的噪声产生机理进行了分析。

第五章主要介绍了孤子晶体光频梳的产生,并对孤子晶体光频梳的特性进行了分析。孤子晶体频梳是孤子频梳的一种,具有较好的频率稳定性和重要的应用价值。本章以固定频率的激光器为泵浦源,采用热调MRR谐振峰的方案实现了孤子晶体频梳的产生,实验中观察到多种形态的孤子晶体频梳,该研究成果为研究孤子间的相互作用提供了有效的实验手段。并采用延时外差法对光频梳短时间内的重频稳定性进行了测试。理论上,采用扰动LLE对孤子晶体频梳进行了理论仿真,通过引入模式交叉效应和非均匀传输损耗的影响,得到稳态的理论仿真结果;同时通过在LLE中增加拉曼项,对孤子晶体的拉曼自频移现象进行了研究,通过对比理论和实验结果,推测出波导材料的拉曼响应时间常数为3fs。

第六章主要研究了基于“自锁定”方案的微腔光频梳。使用“自锁定”产生泵浦光的方案,实现了单色泵浦、同偏振双色泵浦和正交双色泵浦的宽带的光频梳。通过在“自锁定”方案中引入双通带滤波器,实现了光频梳重频可在 $6 \sim 46 \times \text{FSR}$ 范围内调节的双色泵浦光频梳。上述的“自锁定”光频梳都存在“多纵模不稳定性”问题,不利于光频梳的应用。本章后几节采用短光纤腔的方案,实现了低噪态的“自

锁定”微腔光频梳：首先研究了“FD-DFWM”锁模激光器，实现了重频可在 $1\sim 15\times\text{FSR}$ 范围内调节的锁模激光器，其次通过微调腔内的光场相位，研究了光场在微腔内从激光态、“FD-DFWM”锁模态、子梳态到稳态光频梳的演化过程。

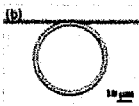
第七章对攻读博士学位期间取得的研究成果、研究工作的创新点进行了总结，并对未来工作的开展进行了展望。

第二章 光学微腔的设计、制备与测试

光学微腔首次于1969年被提出^[103]，为至少在某一维尺度上可与光波长相比拟的光学谐振腔，利用波导界面上不连续折射率所引起的全反射、衍射或者散射等效应将光场限制在一个很小的模式体积内。在空间上，光学微腔对光场的限制用模式体积（V）进行描述，而光学微腔对光场在时间的限制用微腔的品质因子（Q）进行描述，与普通光学谐振腔相比，光学微腔具有极大的Q/V值，光学微腔表现出良好的选频特性和储能能力。因此光学微腔吸引了大量科技人员的研究兴趣，已经基于多种材料制作出高性能的光学微腔，表2.1列举了部分回音壁模式光学微腔^[53, 104-108]和基于片上波导的光学微腔^[67, 75, 109-114]，更多的材料体系和光学微腔制作工艺仍在研究之中。目前，光学微腔已经成功地应用到光通信技术^[115-118]、非线性光学^[119, 124]、超灵敏传感器^[125-127]、腔-光力学^[128, 129]、超窄线宽激光器^[130-133]和微腔光频梳^[54, 55, 105]等领域，更多的应用研究和商业化产品仍在研发，光学微腔在科研领域必将取得更多的成果并促进科技的发展。本章将对光学微腔的特性、设计、制备和测试表征进行详细的介绍。

表 2.1 典型的回音壁模式光学微腔和片上波导光学微腔

Table 2.1 Typical whispering-gallery-mode micro-resonator and on-chip waveguide based micro-resonator

W-G Mode	 Silica μ -toroids	 CaF ₂ , MgF ₂ , Quartz	 Silica disks & rods	 Silica μ -spheres	
Waveguide Mode	 Diamond	 Al Nitride	 Silicon	 Si Nitride	 High-index Doped Silica Glass

2.1 光学微腔的滤波特性

光学微腔利用光场在封闭空间中的谐振效应，无需端面或光栅等反馈部件，即可实现高品质因子的光学滤波器，因此适合与其它器件的单片集成。典型的光学微腔有全通型和上下话路型两种，图2.1展示了这两种光学微腔的模型图。其中全通型光学微腔由一个封闭的环形光波导和一根耦合波导构成，环形波导和耦合波导通过倏逝波相互耦合；而上下话路型光学微腔由一个封闭的环形光波导和两根耦合波导构成，两根耦合波导对称地分布在环形波导两侧，也可非对称地分布在环形波导两侧，以便设计出特殊的耦合结构。

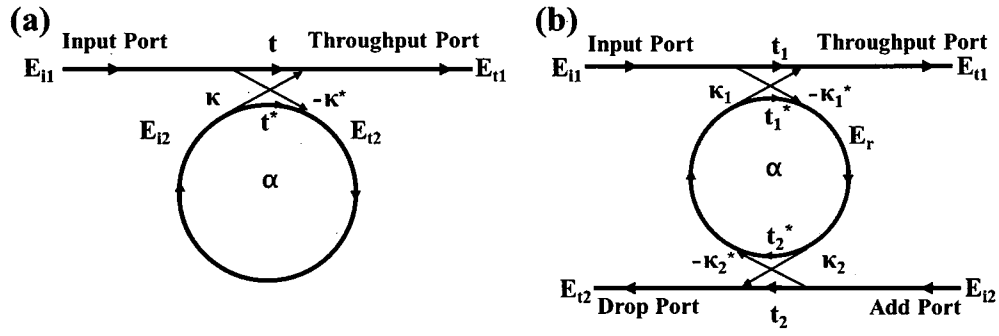


图 2.1 典型光学微腔的模型。(a)全通型光学微腔；(b)上下话路型光学微腔。

Figure 2.1 Model of the typical optical micro-resonator. (a)The all-pass optical micro-resonator; (b) The add-drop optical micro-resonator.

假定光学微腔的耦合器是无损的，所考虑的光场为单偏振的，并假定入射光场 E_{i1} 为1，根据光场的干涉理论^[134-136]得到全通型光学微腔的Through端光场为：

$$E_{t1} = \frac{-\alpha + t \cdot e^{-j\theta}}{-\alpha t^* + e^{-j\theta}} \quad (2.1)$$

其中， θ 为光在环形光波导中传输一圈的相位延时， α 为光在环形光波导中传输一圈的损耗，其它参数的含义如图2.1(a)所示，临界耦合和欠耦合的传输曲线如图2.2(a)所示。而上下话路型光学微腔Through和Drop端口的光场分别表示为：

$$E_{t1} = \frac{t_1 - t_2^* \alpha e^{j\theta}}{1 - t_1^* t_2^* \alpha e^{j\theta}} \quad (2.2)$$

$$E_{t2} = \frac{-\kappa_1^* \kappa_2 \alpha_{1/2} e^{j\theta_{1/2}}}{1 - t_1^* t_2^* \alpha e^{j\theta}} \quad (2.3)$$

其中 $\theta_{1/2}$ 为光在环形光波导中传输半圈的相位延时， $\alpha_{1/2}$ 为光在环形光波导中传输半圈的损耗，其它参数的含义如图2.1(b)所示。在忽略波导传输损耗的情况下，

对称分布的上下话路型光学微腔的传输曲线如图2.2(b)所示。

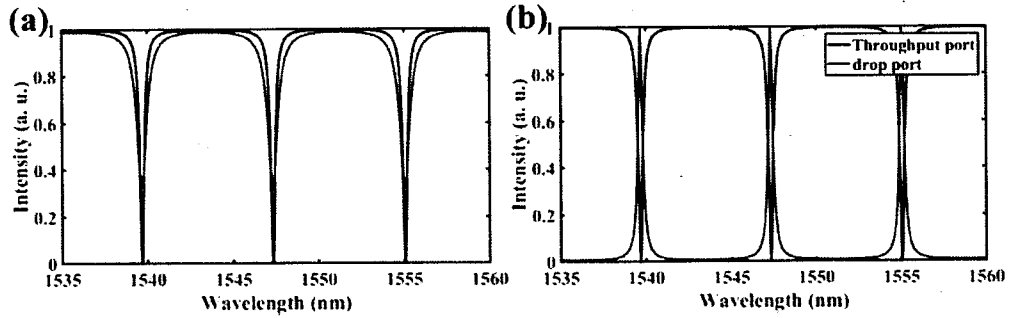


图 2.2 光学微腔的滤波特性。(a)全通型光学微腔的传输曲线，蓝色曲线为临界耦合情况，红色曲线为欠耦合情况；(b)上下话路型光学微腔的传输曲线，蓝色曲线为 Through 端口的传输曲线，红色曲线为 Drop 端口的传输曲线。

Figure 2.2 The filter characteristic of optical micro-resonator. (a) The transmission trace of an all-pass optical micro-resonator. The blue trace is the case of critical coupling and the red trace is the case of under coupling. (b) The transmission trace of the through port (blue) and drop port (red) of an all-pass optical micro-resonator.

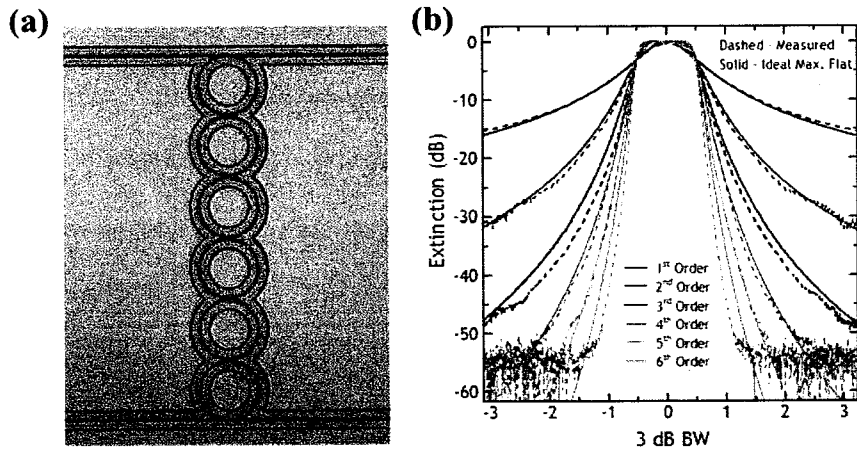


图 2.3 高阶微腔滤波器^[138]。(a) 高阶串联光学微腔滤波器的结构图；(b)高阶光学微腔滤波特性的理论和实验结果。

Figure 2.3 The high-order micro-resonator filter^[138]. (a) The structure of a high-order cascaded micro-ring resonator. (b) The simulated and measured filter traces of the high-order micro-resonator filters.

通过串联多个光学微腔，可以得到更加灵活的滤波特性，如Brent等人利用高

折射率差光子集成平台，通过级联多个光学微腔，得到顶部平坦化的梳状滤波器^[137, 138]，其器件结构和滤波特性曲线如图2.3所示；通过温度调节各个串联光学微腔间的耦合系数可以得到滤波带宽可调节的滤波器^[139]，其中耦合波导与微腔的耦合结构以及各微腔间的耦合结构均采用MZ结构，其原理图和实验结果如图2.4所示。世界上的其它课题组也通过级联光学微腔进行了复杂滤波功能光学器件的研究。

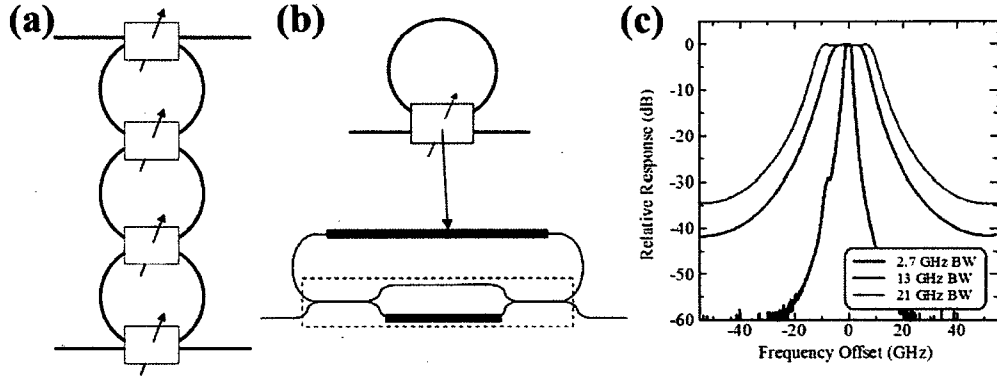


图 2.4 基于高阶串联光学微腔的带宽可调滤波器^[139]。(a)可调滤波器的结构图；(b)可调耦合器的结构原理图；(c)可调滤波器的实验结果图。

Figure 2.4 The bandwidth tunable filter based on high-order cascaded micro-resonator^[139]. (a) The structure of the bandwidth tunable filter based on high-order cascaded micro-resonator. (b) The coupling structure of the filter. (c) The measured transmission trace of the tunable filter.

2.2 光学微腔的设计

本节将针对光学微腔在光频梳领域的应用，以高折射率差光子集成平台为例设计出自由光谱范围（FSR）为50GHz，Q值大于 10^6 ，具有负色散特性的光学微腔。

2.2.1 光学微腔的自由光谱范围

自由光谱范围（FSR）是光学微腔的一个重要参数，被定义为光学微腔相邻谐振峰的频率间距，光学微腔FSR可以表示为：

$$\text{FSR} = \Delta\lambda = -\frac{2\pi}{L} \left(\frac{\partial\beta}{\partial\lambda} \right)^{-1} = \frac{\lambda^2}{n_g L} \quad (2.4)$$

其中 $\Delta\lambda$ 表示光学微腔的FSR, L 为光学微腔的长度, β 为光场的传播常数, $n_g = n_{eff} - \lambda \partial n_{eff} / \partial \lambda$ 为波导的群折射率, n_{eff} 为波导的有效折射率, λ 为光波长。从公式2.4可以看出, 只需得到波导的有效折射率即可得到所需的光学微腔尺寸。计算波导的有效折射率常采用的方法有有限元方法和FDTD等, 这里使用有限元法。我们选取波导的截面尺寸为 $2 \times 3 \mu\text{m}$, 波导材料为高折射率差掺杂玻璃, 其折射率约为1.6, 波导的包层为 SiO_2 , 对应的折射率为1.446。利用商业化的有限元软件COMSOL完成波导特性的分析 (这里只考虑波导的基模, 即TE₀模和TM₀模)。图2.5为TE₀和TM₀模式的模场分布图, 两个模场在1550nm处的有效折射率分别为1.561349和1.560015。此处的计算没有考虑波导材料和 SiO_2 的材料色散的影响, 材料的色散特性将在后面介绍。由于波导处于弱色散区域, 即 $\partial n_{eff} / \partial \lambda$ 的数值很小, 在计算光学微腔尺寸过程中予以忽略, 使用有效折射率代替群折射率, 为得到50GHz的光学微腔, 光学微腔的长度为:

$$L = \frac{\lambda^2}{n_{eff} \cdot \text{FSR}} \quad (2.5)$$

TE₀模式和TM₀模式对应的光学微腔的长度分别为3.8428mm和3.8461mm, 如果采用微环谐振腔结构, 其对应的半径分别为611.6 μm 和612.1 μm 。在设计中取其平均值611.85 μm 作为所设计光学微腔的半径。在实际微腔设计过程中, 将根据测量得到的波导折射率对微腔的尺寸进行调整。

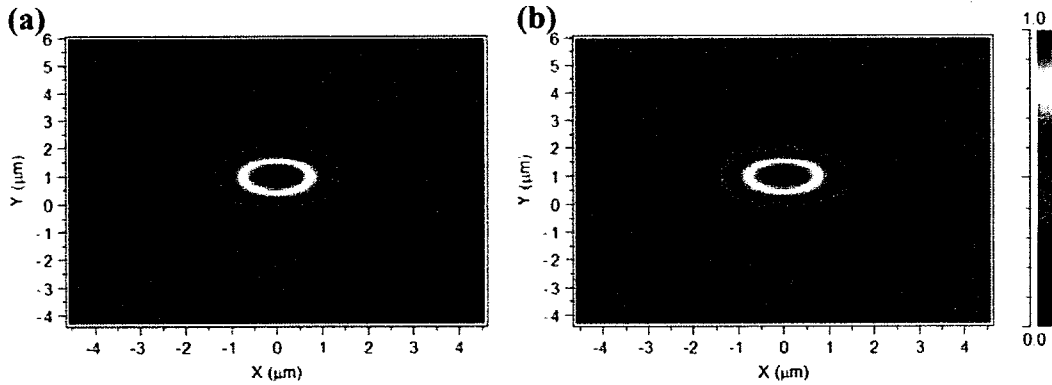


图 2.5 波导的基模模场分布图。(a) TE₀ 模式的模场图; (b) TM₀ 模式的模场图。

Figure 2.5 The calculated mode profile of the waveguide. (a) The mode profile of TE₀. (b) The mode profile of TM₀.

2.2.2 光学微腔的品质因子

光学微腔的Q值直接表征谐振腔对谐振光场的束缚能力，其值等于谐振腔中存储的光场能量与光波单程传输所损耗能量的比值，光场在光学微腔中的传输损耗主要有两个部分组成，一是光学微腔和耦合波导之间的耦合损耗，另一个是波导的传输损耗（包括材料的吸收损耗、波导的散射损耗等）。这两种损耗所引起的Q值分别表示为 Q_{ext} 和 Q_{int} 。首先考虑波导的耦合损耗对光子寿命的影响，对于全通型的MRR，

$$\frac{P_T}{P_0} = (1 - \kappa)^m = 1/e \quad (2.6)$$

式中 P_T 和 P_0 分别为光场在光学微腔中传输m圈后和起始时的功率， κ 为环形波导与耦合波导的耦合系数，m为光场强度衰减到原始强度1/e时光场在谐振腔内循环的次数。因此光场的寿命为m乘以光波在谐振腔中单程传输所需的时间，光子寿命与相应的光学微腔Q值分别表示为：

$$\tau_{ext} = m \frac{2\pi r n_g}{c} = -\frac{1}{\ln(1-\kappa)} \cdot \frac{2\pi r n_g}{c} \quad (2.7)$$

$$Q_{ext} = \omega \tau_{ext} = -\frac{1}{\ln(1-\kappa)} \cdot \frac{4\pi^2 r n_g}{\lambda} \quad (2.8)$$

式中r为光学微腔的半径， n_g 为群折射率，c为真空中的光速， ω 为光波的角频率。

对于波导的传输损耗，有如下的传输公式：

$$\frac{P_T}{P_0} = \exp(-\alpha_L L) \quad (2.9)$$

式中 α_L 为波导的线性衰减系数（常量），L为光学微腔的波导长度。因此光子在只考虑波导传输损耗时的光子寿命与光学微腔Q值可分别表示为：

$$\tau_{int} = \frac{L n_g}{c} = \frac{n_g}{c \alpha_L} \quad (2.10)$$

$$Q_{int} = \omega \tau_{int} = \frac{2\pi n_g}{\alpha_L \lambda} \quad (2.11)$$

光学微腔总的Q值与波导耦合损耗引起的 Q_{ext} 及波导传输损耗引起的 Q_{int} 有如下关系：

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{ext}} + \frac{1}{Q_{int}} \quad (2.12)$$

从以上的分析可知，在光学微腔设计中波导的传输损耗和耦合系数是两个至关重要的参数。其中波导的传输损耗可以通过制作波导螺旋线（spiral）进行实验测试，对于高折射率差平台的波导（波导截面为 $2 \times 3 \mu\text{m}$ ）传输损耗曲线如图2.6

所示，该图是通过约1米长的波导螺旋线所测得，该波导在1550nm处的损耗约为0.06dB/cm。

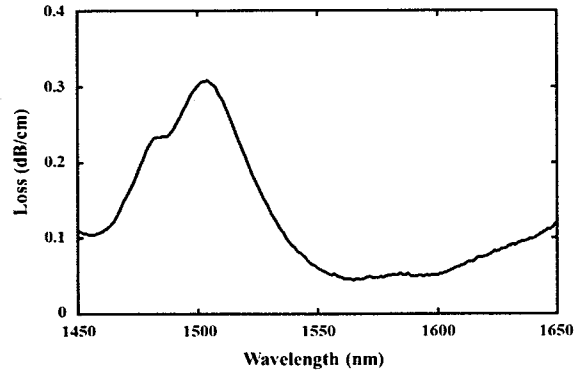


图 2.6 高折射率差波导的传输损耗曲线

Figure 2.6 The transmission loss trace of the high-index doped silica glass waveguide.

耦合波导与环形波导的间距决定了两波导的耦合系数，可以通过有限元或FDTD仿真得到，此处使用商业化的COMSOL软件得到耦合系数与波导间距的关系如图2.7所示。波导间的耦合系数也可以通过测试得到，但需要制备各种间隔的波导定向耦合器。

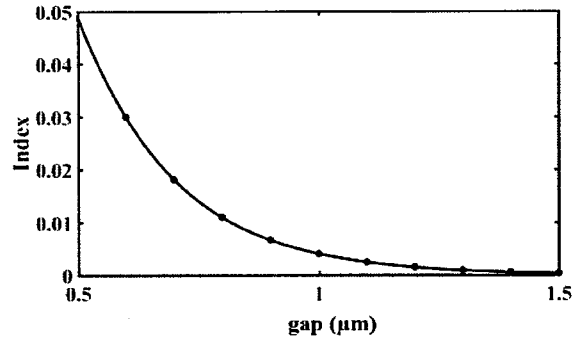


图 2.7 耦合系数与波导间距的关系曲线

Figure 2.7 The relation curve of the coupling index and the coupling gap.

根据上述的公式和实验测得的传输损耗及计算得到的耦合系数可以得到在各种耦合间距情况下的光学微腔Q值，表2.2与表2.3分别为全通型和上下话路型光学微腔的Q值计算结果。由计算结果可见，当耦合间距为0.9~1.1μm时，波导的传输损耗与波导耦合损耗在同一水平。如果光学微腔的耦合间距选定在

0.9~1.1 μm ，可以得到较高Q值的光学微腔，微腔又可以工作在近临界耦合状态，有利于微环谐振腔与光场的耦合。

表 2.2 全通型光学微腔的 Q 值计算结果

Table 2.2 The calculated Q-factor of all-pass optical micro-resonator.

Loss (dB/cm)	gap (μm)	K	R (μm)	Q_{ext}	Q_{int}	Q
0.06	0.6	0.02996	612.41	813797	4586144	691154
0.06	0.7	0.01807	612.41	1349147	4586144	1042473
0.06	0.8	0.01093	612.41	2231258	4586144	1500993
0.06	0.9	0.00662	612.41	3684970	4586144	2043232
0.06	1	0.00401	612.41	6079096	4586144	2614063
0.06	1.1	0.00243	612.41	10030133	4586144	3147151
0.06	1.2	0.00147	612.41	16534312	4586144	3590298
0.06	1.3	0.00089	612.41	27346068	4586144	3927477
0.06	1.4	0.00054	612.41	45319947	4586144	4164698
0.06	1.5	0.00032	612.41	75907352	4586144	4324847

表 2.3 上下话路型光学微腔的 Q 值计算结果

Table 2.2 The calculated Q-factor of all-pass optical micro-resonator.

Loss (dB/cm)	gap (μm)	K	R (μm)	Q_{ext}	Q_{int}	Q
0.06	0.6	0.02996	612.41	406899	4586144	373739
0.06	0.7	0.01807	612.41	674573	4586144	588074
0.06	0.8	0.01093	612.41	1115629	4586144	897341
0.06	0.9	0.00662	612.41	1842485	4586144	1314417
0.06	1	0.00401	612.41	3039548	4586144	1828005
0.06	1.1	0.00243	612.41	5015066	4586144	2395512
0.06	1.2	0.00147	612.41	8267156	4586144	2949777
0.06	1.3	0.00089	612.41	13673034	4586144	3434246
0.06	1.4	0.00054	612.41	22659974	4586144	3814191
0.06	1.5	0.00032	612.41	37953676	4586144	4091720

2.2.3 光学微腔的色散特性

如前所示，基于光学微腔的克尔光频梳利用了微腔中的四波混频效应，四波混频属于参量过程，参与该过程的光场需要满足相位匹配条件。一般情况下，四波混频过程涉及到四个光波的相互作用，当满足相位匹配条件时，新产生的光波才能在光波传输过程中叠加增强并被观察到。假定泵浦光足够强，在四波混频过程中不考虑泵浦光的消耗，同时只考虑波导的基模光场，假定所有频率的光场模

式面积近似相等并重合，此时四个光场的耦合波方程如下^[140]：

$$\frac{dA_1}{dz} = i\gamma[|A_1|^2 + 2|A_2|^2]A_1 \quad (2.13)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = i\gamma[2|A_1|^2 + |A_2|^2]A_2 \quad (2.14)$$

$$\frac{dA_3}{dz} = 2i\gamma[(|A_1|^2 + |A_2|^2)A_3 + \sqrt{|A_1|^2|A_2|^2}e^{-i\theta}A_4^*] \quad (2.15)$$

$$\frac{dA_4^*}{dz} = -2i\gamma[(|A_1|^2 + |A_2|^2)A_4^* + \sqrt{|A_1|^2|A_2|^2}e^{i\theta}A_3] \quad (2.16)$$

其中 $A_{eff} = [\iint |E(x, y)|^2 dx dy]^2 / \iint |E(x, y)|^4 dx dy$ 为有效模式面积， $\gamma = n_2 \omega / c A_{eff}$ 为波导的非线性系数， A_1 、 A_2 、 A_3 和 A_4 分别为参与四波混频的四个光场。

式中：

$$\begin{aligned} \theta &= [k_3 + k_4 - k_1 - k_2 - 3\gamma(|A_1|^2 + |A_2|^2)]z \\ &= [\Delta k - 3\gamma(|A_1|^2 + |A_2|^2)]z \end{aligned} \quad (2.17)$$

由耦合波方程可以求出参量增益 g ：

$$g = \sqrt{(\gamma P_0 r)^2 - (\kappa/2)^2} \quad (2.18)$$

其中， $r = \frac{2(|A_1|^2|A_2|^2)^{\frac{1}{2}}}{P_0}$ ， $P_0 = |A_1|^2 + |A_2|^2$ 。其中，净相位失配为：

$$\Delta\theta = \Delta k + \gamma(|A_1|^2 + |A_2|^2) = \Delta k + \gamma(P_1 + P_2) \quad (2.19)$$

Δk 包括了材料色散和波导色散共同作用。 $\Delta\theta = 0$ 为实现理想的相位匹配，由于 $\gamma(P_1 + P_2)$ 为正值，因此要求 Δk 必须为负值。对于多模波导，可以通过选取不同的模式进行相位匹配，此项技术已被应用到基于 MRR 的绿光光频梳产生^[70]。对于基模的情形，当泵浦光位于波导的反常色散区域时， $\Delta k \approx \beta_2 \Omega_s^2$ 为负值，其中 Ω_s 为频移量，当 $\Omega_s = (2\gamma P_0 / |\beta_2|)^{1/2}$ 时，实现了完全的相位匹配。总之，对于单偏振工作的基模四波混频过程，需要波导在工作波段内为反常色散。

波导的色散由波导材料色散和波导模式色散共同确定，材料色散由材料决定，制作光学微腔的材料平台一旦确定，材料色散也就确定了，如果材料色散在光学微腔的工作波段处于正色散区，就需要通过波导模式色散来补偿材料散射。在克尔光频梳发展的前期，为实现负色散的光学微腔，研究人员进行了大量的工作。如在 SiN 平台上，通过工艺的改进克服了材料的应力，生长出厚度大于 700nm 的 SiN 薄膜，得到在通信波段为负色散的 SiN 光学微腔，并有效地产生了光频梳^[68]。在此基础上通过进一步优化波导截面设计，得到倍频程的克尔光频梳^[69]。

针对膜厚为 $2\mu\text{m}$ 的高折射差掺杂玻璃材料,利用有限元方法,通过扫描波导的宽度计算得到各种宽度波导的色散曲线,在通信波导,当波导的宽度大于 $1.7\mu\text{m}$ 时,波导都具有负色散系数。图2.8为波导截面为 $2\times 3\mu\text{m}$ 时,计算得到的波导色散曲线,可见,波导在很大的带宽内都处于负色散区,完全满足克尔光频梳产生所要求的相位匹配条件。

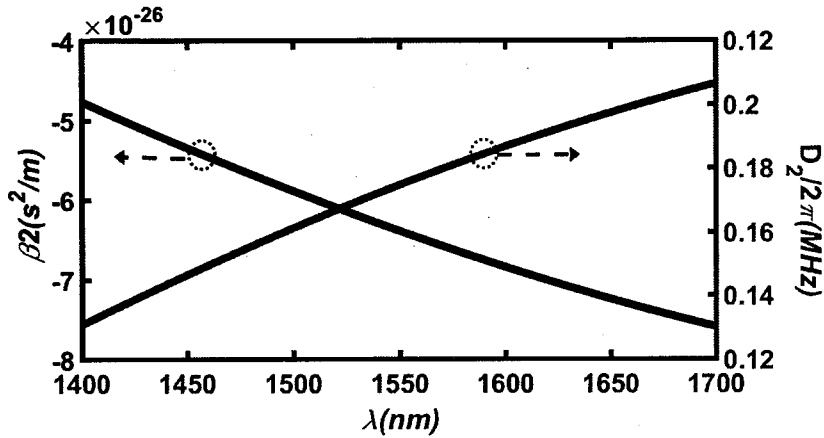


图 2.8 理论计算得到的截面为 $2\times 3\mu\text{m}$ 的波导色散曲线

Figure 2.8 The theoretical dispersion curve of high-index doped silica glass waveguide with cross-section of $2\times 3\mu\text{m}$.

2.2 光学微腔的制备

随着制造工艺的进步,已经可以在多种材料平台上制作出高性能的光学微腔,其中Si、SiN(Si_3N_4)和高折射差光子集成平台所使用的工艺与现有的CMOS半导体加工工艺相兼容^[141],具有与现有电子电路相集成的先天优势,利于实现大规模的光电子集成和规模应用。本节对CMOS工艺兼容的光学微腔的加工技术进行简单介绍。

SiN材料是半导体工艺常用的材料,具有极低的材料吸收损耗和较高的非线性系数($n_2=2.5\times 10^{-15}\text{cm}^2\text{W}^{-1}$,比 SiO_2 大一个量级),并且由于其带隙宽,在通信波段没有双光子吸收和载流子吸收效应,因此被广泛地应用于片上非线性技术研究^[142]。以Barwicz等人制作的串联MRR^[143]为例简单介绍SiN光学微腔的制作工艺。首先在Si基晶圆通过热氧化生成一层 SiO_2 ,该层 SiO_2 作为整个器件的下包层。利用低压化学气相沉积(LPCVD)方法,利用 SiH_2Cl_2 和 NH_3 混合气体的热反应,在晶

元表面沉积一层SiN薄膜，所生长的SiN薄膜的应力较低，且氢离子含量很低，因此展现出低双折射效应，并且在通信波段具有可忽略的吸收损耗。接下来在晶元上覆盖200nm厚的PMMA和40nm厚的Aquasave（可水溶），PMMA使用30KeV的直写扫描电子束光刻（SEBL）技术曝光，之后去除Aquasave层。PMMA曝光后，在所形成的结构上溅射一层50nm厚的镍并去除未曝光的PMMA层。溅射的镍层被用作掩膜，使用传统的反应离子束刻蚀（RIE）制作出所需的波导结构，为得到精确的刻蚀深度，RIE刻蚀被分步进行，每进行一步，刻蚀深度使用表面光度仪进行检测。最后，使用基于硝酸的商用镍蚀刻剂腐蚀掉作为掩膜的镍。使用该方法得到的波导参数与设计参数如表2.4所示。

表 2.4 波导参数列表^[143]

Table 2.4 The parametric list of the SiN waveguide^[143].

参数	设计值	测量值
SiN厚度	330nm	314nm
SiN折射率	2.2@1550nm	2.217@1550nm
SiO ₂ 厚度	2.5μm	2.53μm
SiO ₂ 折射率	1.445@1550nm	1.455@1550nm
刻蚀深度	430nm	440nm

上述工艺所制作的SiN波导厚度较薄，由于波导色散的关系，不适于非线性光学应用^[68]。为了得到厚度大于700nm的SiN波导，需要克服材料的应力，为此热循环工艺被引入到SiN波导制作中：首先使用LPCVD沉积一层300nm到400nm的SiN层，待SiN薄膜冷却后在N₂环境中进行3小时退火以释放应力，退火温度设为1200℃；接下来完成第二层SiN薄膜的沉积，使两次沉积的SiN薄膜厚度之和达到700nm以上。通过设计SiN波导的宽度，可以实现波导色散的设计，以达到参量过程所需的相位匹配条件^[68, 144]。

本论文所使用的材料为高折射率差掺杂玻璃，该材料波导的制作工艺也是CMOS兼容的，其制作流程与SiN波导类似^[145]。首先在Si晶元上氧化出4μm厚的SiO₂作为波导的下包层，然后使用PECVD沉积一层2μm厚的高折射率差玻璃，使用高精度光刻法成形波导结构，利用离子束刻蚀法去除波导结构外的材料，形成

低表面粗糙度的波导层；最后沉积一层6 μm 厚的SiO₂作为波导结构的上包层。高折射率差掺杂玻璃具有较小的应力，容易制作出较厚的波导薄膜，对于波导色散的控制具有先天性优势，目前基于该材料的波导在非线性光学研究中取得了大量的成果^[65, 67, 145]。

2.3 光学微腔的参数测试

2.3.1 波导传输损耗的测试

为实验测量波导的传输损耗，需要较长（如1m）的波导线，通常设计成螺旋波导线（如图2.9所示），使用高精度的波导耦合台实现光纤与波导的对准耦合，在高折射差光波导测试中使用的是日本骏河公司的六轴电动调节台进行波导和光纤的对准，其调节精度达到50nm，完全满足波导的测试需求。使用波长可调谐外腔半导体激光器作为光源，使用一个偏振控制器控制测试激光的偏振态，在波导的出射端使用光功率计进行功率探测。为得到波导随波长的衰减曲线，使用一个外部电脉冲发生器同步扫频外腔半导体激光器与光功率计。

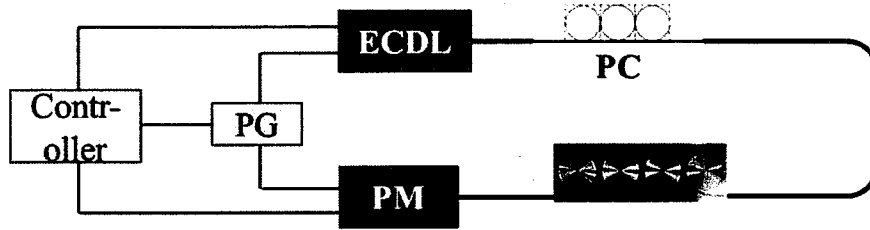


图 2.9 波导传输损耗测试系统。ECDL：外腔半导体激光器；PM：光功率计；PC：偏振控制器；PG：同步脉冲发生器。

Figure 2.9 The waveguide transmission loss measurement system. ECDL: External cavity diode laser. PM: Power meter. PC: Polarization controller. PG: Pulse generator.

长度为1米的波导插损 α_{insert} 可以表示为：

$$\alpha_{insert} = -10 \cdot \log \frac{I_{out}}{I_{in}} \quad (2.20)$$

其中 I_{out} 和 I_{in} 分别为波导输出端和输入端的光功率。该插损包括两个端面的耦合损耗和波导线的传输损耗，即：

$$\alpha_{insert} = \alpha_{propagation} + \alpha_{coupling} \quad (2.21)$$

耦合损耗可以通过测试一段短波导的插损进行校准，如在芯片上制作一段长度小

于1cm的波导，利用上述方法测得波导的插损，该插损可以近似为波导的耦合损耗，从而得到波导的传输损耗为：

$$\alpha_{\text{propagation}} = \frac{1}{L} \left\{ -10 \cdot \log \frac{I_{\text{out}}}{I_{\text{in}}} - \alpha_{\text{coupling}} \right\} \quad (2.22)$$

实验测得的波导截面为 $2 \times 3 \mu\text{m}$ 的高折射差掺杂玻璃波导的传输损耗如图2.6所示，在1550nm处的传输损耗约为0.06dB/cm。

2.3.2 光学微腔的参数测试

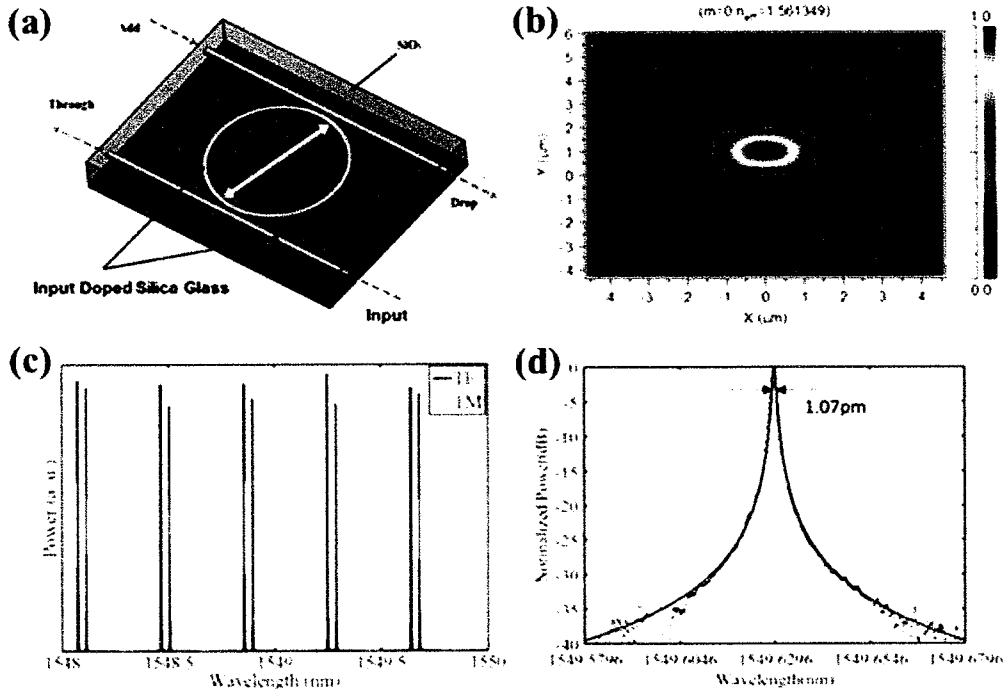


图 2.10 微环谐振腔的原理图及其传输特性。(a) 上下话路型光学微腔的结构原理图；(b) 波导 TE0 模式的模场分布图；(c) Drop 端口的传输特性图；(d) 光学微腔的谐振峰曲线 (TE0 模式)，红色点线为测试值，蓝线为洛伦兹拟合曲线，其 3dB 带宽为 1.07pm，相应的 Q 值为 1.45×10^6 。

Figure 2.10 Device schematic and propagation characteristics. (a) Schematic of the add-drop high-Q MRR. (b) Calculated mode profile for TE polarization. (c) Linear input-drop transmission characteristic of the MRR. (d) High-resolution resonance profile with a Lorentzian fitting showing a 1.07pm FWHM, corresponding Q-factor of 1.45×10^6 .

在克尔光频梳实验中，光学微腔最重要的参数有FSR、Q值和色散参数。其中FSR决定所产生的克尔光频梳的重频，该参数可以使用宽带光源与光谱仪相结

合的方法测得，但由于光谱仪的分辨率较差，无法得到准确的结果；也可以使用上节测试波导传输损耗的装置，通过同步扫描各个波长的传输特性而得到，图2.10(c)为利用扫频的方法测得的上下话路型光学微腔在Drop端口的传输曲线，其自由谱范围约为49GHz。使用该方法也可以直接得到光学微腔的Q值，放大后的谐振峰曲线如图2.10(d)所示，通过洛伦兹拟合，得到谐振峰的3dB带宽约为1.07pm(130MHz)，因此该光学微腔的Q值为 $\lambda/\Delta\lambda = 1.45 \times 10^6$ 。在测试中所使用的扫频外腔半导体激光器的频率调节精度为0.15pm，对于上述的光学微腔具有的足够的精度实现Q值的测试。如前所述，光学微腔的色散参数决定了光参量过程能否发生以及所产生光频梳的带宽，因此也是一个极为重要的参数。由于色散效应，光学微腔的FSR将随波长而变化^[146]，即：

$$\Delta FSR \approx -2\pi \frac{n(\lambda)^3 R^2}{c^3} \beta_2 \quad (2.23)$$

其中 λ 为波长， $n(\lambda)$ 折射率， β_2 为光学微腔的二阶色散值，R为环形谐振腔的半径。可见，通过测试光学微腔的自由谱范围的变化可以得到其色散值。通常情况下，波导的色散值比较小，相邻的自由谱范围变化小于1MHz，而扫频激光器的步长~18.7MHz，远大于自由谱范围的变化值，同时考虑到扫频激光器的波长稳定性，该方法将无法准确测得光学微腔的自由谱范围的变化，不适合于光学微腔的色散测试。

为了测得光学微腔的色散特性，Del'Haye等人使用了一套重频为250MHz的基于掺铒光纤锁模激光器的频梳作为光频标尺，实现了对光学微腔FSR的精确测定^[147]。该方法具有较高的测量精度，但需要额外的光频梳，目前光频梳的价格比较昂贵，不适合推广使用。2012年，Vahala课题组采用MZ干涉仪辅助的色散测试方案，实现了光学微腔色散的测试^[148]。该方案的成本低，MZ干涉仪的正弦条纹难以准确定位谐振峰的位置。为此我们在测试中对该方案进行了改进，使用一个光纤谐振腔替代MZ干涉仪，其原理如图2.11所示。采用一个外腔扫频激光器作为测试系统的光源，激光器发射的激光分为两路，一路通过光学微腔，一路通过光纤谐振腔，这两路光信号分别由光电探测进行探测，并用高速采样示波器同时记录下光学微腔和光纤谐振腔的传输曲线。其中光纤谐振腔由一个99:1的光纤耦合器和一段约6m长的光纤构成。通过调节光路中的PC1，使通过光纤谐振腔的光信号保持在一个偏振态，此时示波器记录下的光纤谐振腔传输曲线只有一个谐振峰，该偏振态在整个测试过程中保持不变。通过控制PC2的状态，使每次扫描

的光信号偏振态只与光学微腔的一个偏振态相一致，测试中分别记录下TM模和TE模的传输曲线。实验测得的传输曲线如图2.12所示，其中图2.12(a)为TE模式的传输曲线，图2.12(b)为TM模式的传输曲线，蓝色曲线为光纤谐振腔的传输曲线，而棕色的为MRR的传输曲线。图2.12(c)和2.12(d)分别为两个模式放大后的传输曲线。通过测定谐振峰3dB带宽内光纤谐振腔谐振峰的个数，可以得到MRR的Q值，两个模式的Q值分别为 1.69×10^6 和 2.05×10^6 ，该测量值与使用扫频方法测得的结果基本一致。

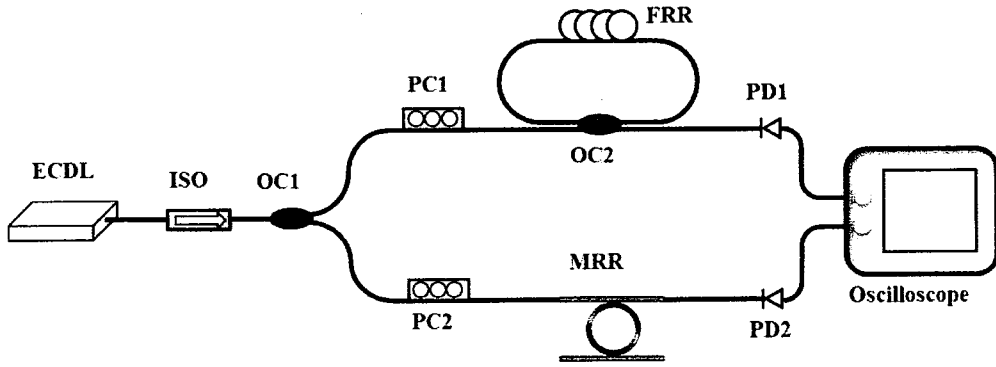


图 2.11 光学微腔色散特性测试原理图。ECDL: 扫频外腔半导体激光器; ISO: 光隔离器; OC: 光耦合器; PC: 偏振控制器; FRR: 光纤环形谐振腔; MRR: 微环谐振腔; PD: 光电探测器; Oscilloscope: 示波器。

Figure 2.11 The experimental setup for the MRR dispersion measurement. ECDDL: External cavity diode laser, ISO: Isolator, OC: Optical coupler, PC: Polarization controller, PD: Photodetector, MRR: Micro-ring resonator, FRR: Fiber ring resonator.

为了得到MRR的色散参数，根据测试数据，使用一个计算机程序计算出各个微腔谐振峰的频率，并将MRR的谐振频率利用色散参数进行泰勒展开，可以得到如下公式^[76]：

$$\omega_{\mu} = \omega_0 + D_1\mu + \frac{1}{2}D_2\mu^2 + \frac{1}{6}D_3\mu^3 + \dots \quad (2.24)$$

其中 ω_0 为参考谐振频率的角频率， μ 为整数，表示所求谐振峰角频率 ω_{μ} 与参考谐振峰的间距， $D_1/2\pi$ 为MRR的自由谱范围， D_2 与MRR的二阶色散参数 β_2 相关，其关系为 $D_2 = -c/n_0 D_1^2 \beta_2$ ， D_3 与三阶色散系数相关，此处将忽略三阶及高阶的色散系数。参数 $(\omega_{\mu} - \omega_0 - D_1\mu)$ 直接反应出MRR的色散特性，根据测试数据，计算

出上述参数值并使用二阶多项式进行拟合，得到如图2.12(e)和2.12(f)所示的色散特性曲线。在参考频率处，对于两个模式拟合得到的FSR分别为48.952GHz和48.99GHz。相应的 $D_2/2\pi$ 值分别为20.32kHz和20.80kHz。图2.12(e)中测试数据的断点与MRR的模式交叉相关，有关模式交叉的影响将在后续章节进行分析。总之，使用本节提供的方案，可以同时测得MRR的自由谱范围、Q值及其色散特性，本方案的测试结果将应用到后续的实验和理论研究中。

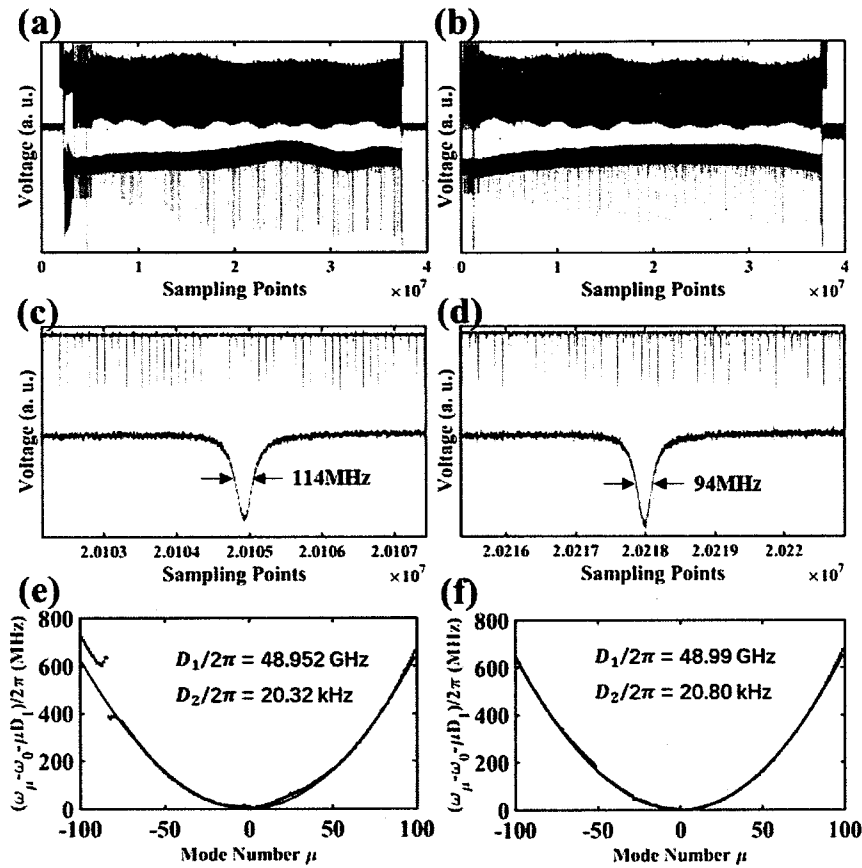


图 2.12 光纤谐振腔辅助的 MRR 参数测试结果。(a-b)示波器记录的光纤谐振腔和 MRR 传输曲线；(c-d) 光纤谐振腔和 MRR 传输曲线的局部放大图, MRR 两个偏振模式的谐振峰带宽分别为 114MHz 和 94MHz，相应的品质因子分别为 1.69×10^6 和 2.05×10^6 ；(e-f)MRR 的色散曲线图；(a,c,e)对应于 TE 模，(b,d,f)对应于 TM 模。

Figure 2.12 The measured results of the MRR with the assistance of a fiber ring resonator. (a-b) The transmission traces of TE mode and TM mode together with the FRR transmission traces respectively. (c-d) The amplified transmission traces. The FWHMs of the two vertical polarized

modes are 114 MHz and 94 MHz, corresponding to Q-factor of 1.69×10^6 and 2.05×10^6 respectively. (e-f) The measured dispersion curves of the two modes.

2.4 小结

光学微腔具有优良的滤波特性和场增强效应,因此在光通信技术、光学传感、光信号处理、非线性光学及量子光学等领域具有重要的应用价值。本章首先对全通型光学微腔和上下话路型光学微腔的滤波特性进行了简单分析,得出其相应的传输特性曲线;针对光频梳的应用需求,以高折射率差光子集成平台为例,并结合本论文所使用的MRR,详细介绍了自由谱范围、Q值和色散的设计方法,在设计中,考虑到制备工艺误差,采用部分设计参数(如MRR半径、耦合距离等)遍历的方法以得到理想的结果。并对CMOS兼容的SiN和高折射率差MRR的制备工艺进行了简单介绍,最后,提出了一种光纤谐振腔辅助的光学微腔参数测试方案,该方法可以同步测量出光学微腔的自由谱范围、Q值和色散参数,为后续片上光频梳的研究提供了有力的支持。

第三章 光学微腔中的光参量振荡

光参量振荡 (OPO) 是利用非线性介质中的参量增益产生激光振荡。图 3.1 为光参量振荡的结构原理图, 腔镜 M1 和 M2 对信号光具有高反射率, 对泵浦光具有高透过率。泵浦光经过非线性介质后, 部分转变为频率为 ω_s 和 ω_i 的信号光和空闲光, 当信号光波和空闲光波由于参量放大得到的增益大于它们在共振腔内的损耗时, 便在谐振腔内形成激光振荡, 该现象称为光学参量振荡, 其谐振腔称为参量振荡器。

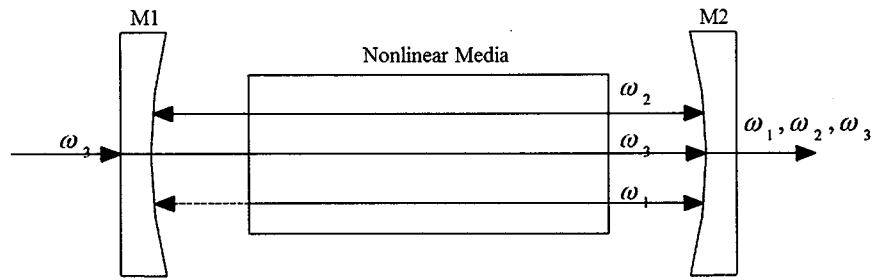


图 3.1 光参量振荡的原理图

Figure 3.1 The schematic of optical parametric oscillation.

光学微腔利用波导界面上不连续折射率所引起的全反射、衍射或者散射等效应将光场限制在一个很小的模式体积内, 如果可以制备出超高 Q 值的光学微腔, 对腔内光场具有超高的增强因子, 结合光学微腔材料的非线性性能, 通过连续光泵浦即可形成光参量振荡。光学微腔中的参量振荡过程是形成微腔克尔光频梳的基础, 本节首先分析光学微腔中参量过程的相位匹配条件; 然后从电磁波动方程出发推导微腔光场的耦合模理论, 并得到光参量振荡所需的泵浦阈值条件; 最后, 采用外部注入连续泵浦光的方式对高折射率差 MRR 中的光参量振荡现象进行实验研究。

3.1 光学微腔中的相位匹配

当高 Q 值的光学微腔被连续泵浦光所激励, 由于微腔的场增强效应, 微腔内的光场得到极大地增强, 由光学微腔中的光学参量过程形成宽带的 Kerr 光频梳, 频梳的重频由光学微腔的自由谱范围所决定。由于 Kerr 光频梳是利用光学

微腔中的参量过程形成的，相位匹配是产生该过程的必要条件。本节将对微腔中的相位匹配条件进行讨论。

目前制作高 Q 值微腔的材料大多具有对称的分子结构，其最低阶非线性效应应为三阶非线性效应，即 Kerr 非线性效应。在微腔光频梳产生过程中，主要考虑四波混频效应，该过程将两个泵浦光子转化为一个信号光子和一个闲频光子。为保证参量振荡过程的发生，微腔中的参量过程必须同时满足动量守恒和能量守恒定律，即相位匹配条件^[54, 149]。在下面的讨论中假定泵浦光的频率分别为 ω_3 和 ω_4 ，产生的信号光和闲频光的频率分别为 ω_1 和 ω_2 ，它们对应的微腔模式数分别为 m_3 、 m_4 、 m_1 和 m_2 。

首先考虑微腔中的动量守恒条件。为满足动量守恒定律，要求湮灭的两个泵浦光光子的动量和等于新产生的信号光光子和空闲光光子的动量和，即：

$$\hbar k_3 + \hbar k_4 = \hbar k_1 + \hbar k_2 \quad (3.1)$$

其中 $\hbar$ 为普朗克常数， k_1 、 k_2 、 k_3 和 k_4 分别为信号光、空闲光和两个泵浦光的波矢。所有的光子频率必须同时满足光学微腔的谐振条件，即：

$$m_i \lambda_i = 2\pi R n_{eff} \quad (3.2)$$

其中 $i = 1, 2, 3, 4$ ； R 为微腔的半径， n_{eff} 为波导的有效折射率。由上面的两个式子可以推得：

$$\frac{m_3}{R} + \frac{m_4}{R} = \frac{m_1}{R} + \frac{m_2}{R} \quad (3.3)$$

当信号光和空闲光对称地分布在两个泵浦光的两侧，即 $m_3 - m_1 = m_2 - m_4 = P$ 时，上式恒成立，也就是说微腔中的动量守恒可以自动满足，无需进行复杂的相位匹配措施。

上面的讨论对应于非简并四波混频的情形，对于单个泵浦光的 OPO 过程，即 $\omega_3 = \omega_4$ ，在微腔中主要发生简并四波混频，此时 3.3 式改写为：

$$\frac{2m_3}{R} = \frac{m_1}{R} + \frac{m_2}{R} \quad (3.4)$$

当信号光和空闲光对称地分布在泵浦光两侧时，即 $m_3 - m_1 = m_2 - m_3 = P$ ，上式依然恒成立，即此时动量守恒定律依然自然满足。

再考虑 MRR 的能量守恒条件。参量过程要求参与非线性过程的泵浦光和新产生光子间满足能量守恒条件，即要求湮灭的光子能量和等于新产生的光子能量

之和:

$$\hbar\omega_3 + \hbar\omega_4 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 \quad (3.5)$$

其中 $\hbar$ 为普朗克常数, ω_1 、 ω_2 、 ω_3 和 ω_4 分别为信号光、空闲光和两个泵浦光的频率。上式要求参与四波混频过程的各个光波的频率间隔相互相等。由于微腔波导的色散效应, 微腔的谐振波长的间隔(即 FSR)随波长的变化而变化, 因此微腔的谐振波长无法与四波混频的光波频率完全一致, 图 3.2 为负色散情况下微腔谐振模式与四波混频模式的关系图。当微腔谐振模式与四波混频模式完全分离时, 由四波混频产生的新频率将完全被微腔的滤波效应所抑制, 此时将不会有新的频率成分产生, 这将直接决定四波混频产生频梳的带宽。然而, 在研究光频梳带宽时, 需要考虑波导非均匀吸收、非简并光场限制因子、各谐振模式光场的非完全重叠效应等因素的影响。

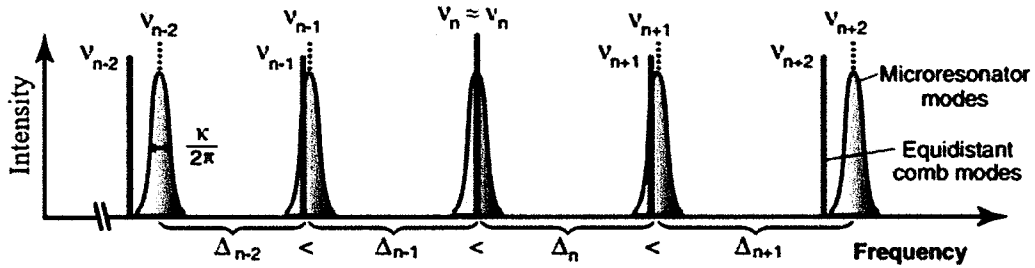


图 3.2 光频梳模式与光学微腔模式的关系图

Figure 3.2 The relative position of optical frequency modes and micro-resonator modes.

根据第二章的推导, 微腔参量过程中的相位失配 k 可表示为^[140]:

$$\kappa = \Delta k + \gamma(|A_1|^2 + |A_2|^2) = \Delta k + \gamma(P_1 + P_2) \quad (3.6)$$

其中 γ 为波导的非线性系数, $(P_1 + P_2)$ 为微腔内泵浦光的总功率, $\Delta k = k_3 + k_4 - k_1 - k_2 \approx \beta_2 \Omega_s^2$ 。由 3.6 式可以看出, 只有当 Δk 为负值时, 才可以达到相位匹配条件, 因此光学微腔中的 OPO 要求微腔波导具有负色散特性。

3.2 光学微腔中光参量振荡的耦合模理论

光学微腔具有极小的模式体积, 极高光子密度和较长的光子寿命(正比于光

学微腔的品质因子), 因此在微腔中光与介质发生非常强的相互作用。基于光学微腔介质的三阶非线性效应, 光与物质的强耦合产生高效的四波混频效应——两个泵浦光子转换为两个边带光子。当泵浦光具有足够强的功率, 首先产生基于四波混频效应的光参量振荡效应^[54, 65, 149, 150], 随后产生级联四波混频形成宽带光频梳^[55, 63, 68, 105, 151]。关于光学微腔中的 OPO 效应可以采用耦合模理论进行理论模拟^[54, 152, 153], 本节将从波动方程出发推导光学微腔中的耦合模方程组。典型的微腔光频梳产生模型如图 3.3 所示。连续窄线宽激光器用于泵浦非线性光学微腔, 在泵浦光进入光学微腔之前使用偏振控制器调整其偏振态, 泵浦光通过倏逝波耦合进入光学微腔, 新产生的光频率成分通过倏逝波耦合出光学微腔。

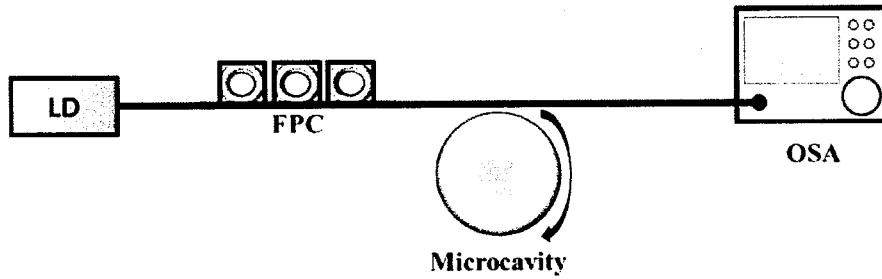


图 3.3 微腔光频梳实验的典型原理图。LD: 激光二极管; FPC: 尾纤型偏振控制器; OSA: 光谱分析仪; Microcavity: 光学微腔。

Figure 3.3 The schematic of micro-resonator based optical frequency comb generation experiment. LD: Laser diode, FPC: Fiber polarization controller, OSA: Optical spectral analyzer.

对一个时空系统进行建模, 通常需要建立一组偏微分方程以描述所关注的每个空间点在任一时刻的变化。当空间模式分布是已知的, 初始的时空方程可以简化为一组相互耦合的时域偏微分方程, 此方程被称为耦合模方程。下面从光场的波动方程出发, 结合波导的传输损耗、色散和非线性特性, 推导出光学微腔中的耦合模方程^[154]。光场在微腔内外都遵守经典的波动方程:

$$\left[\Delta - \frac{\epsilon(\mathbf{r}, \omega, \|E\|^2)}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (3.7)$$

其中介电常数 ϵ 被定义为:

$$\epsilon(\mathbf{r}, \omega, \|E\|^2) = \begin{cases} n^2(\omega, \|E\|^2) & r \leq a \\ 1 & r \geq a \end{cases} \quad (3.8)$$

其中 n 为材料折射率, 为简化光学微腔中耦合模方程的推导过程, 此处假定波导

外的折射率为 1。只有满足光学微腔谐振模式的光场才能存在于微腔中，高品质因子光学微腔的谐振峰具有极窄的带宽，因此光学微腔中的光场可以表示为：

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mu} \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu}(t) e^{i\omega_{\mu}t} \boldsymbol{\gamma}_{\mu}(\mathbf{r}) + \frac{1}{2} \varepsilon_{ext} e^{i\Omega_0 t} \mathbf{e}_0 + c.c. \quad (3.9)$$

μ 代表了所考虑的微腔模式数，微腔中包含了有限个正交本征模式 $\boldsymbol{\gamma}_{\mu}(\mathbf{r})$ ，这些模式的频率和幅度分别为 ω_{μ} 和 $\varepsilon_{\mu}(t)$ 。外部泵浦光的幅度和方向分别表示为 ε_{ext} 和 $\mathbf{e}_0$ ，泵浦光的频率 Ω_0 接近微腔的本征谐振频率，在耦合模方程中为一个自由参数，可以在被激励模式的线宽范围内调节。从仿真角度，泵浦光频率为一个参考频率，其对应的材料折射率为一个定值，即 $n_0 \equiv \text{Re}[n(\Omega_0)]$ 。光场的展开式（文献中称为慢变化幅度展开式（SVA））隐含着空间和时间变量是可以分离的，因此对于一个模式，光场在空间中各点的幅度是一样的（由于光学微腔的对称性），同时在时域上，光场慢变，即考虑的为平均场理论，即满足 $|\dot{\varepsilon}_{\mu}(t)| \ll \omega_{\mu} |\varepsilon_{\mu}(t)|$ 。

折射率参数 $n(\omega, \|E\|^2)$ 决定了微腔系统中的所有动力学特征，包含了所考虑的电介质的所有信息。在光学微腔系统中所必需考虑的三个要素为：

（1）波导的线性损耗，与介质微腔的品质因子相关。作为半经典理论，线性损耗在折射率参数中引入了一个虚部，此时折射率可以表示为 $n_0 - in_a(\omega)$ ，其中对所有频率成分 $n_a(\omega) > 0$ 。微腔内的光学损耗包括内部损耗和外部损耗两部分，其中内部损耗由材料吸收、辐射损耗和波导表面散射三部分组成；而外部损耗主要是耦合损耗，因此波导折射率的虚部可以表示为 $n_a(\omega) = n_{int}(\omega) + n_{ext}(\omega)$ 。在泵浦光附近，因为外部损耗随频率的变化更强，因此内部损耗与频率的相关性可以忽略。在实验中，外部耦合损耗是可以进行实验调节的。

（2）微腔的色散，包括材料色散与波导色散，决定了微腔光频梳的带宽和频率特性。色散使微腔光频梳中心频率处折射率的实部与频率相关，即使在泵浦光附件，折射率实部与频率的相关性也不可忽略，此时折射率实部可以表示为 $n_0 + n_d(\omega)$ ，其中 $n_d(\Omega_0) = 0$ 。

（3）克尔非线性效应，产光频梳的主要机理是四波混频效应。克尔非线性效应对折射率的影响表示为 $n_0 + n_2 I$ ，其中 n_2 为克尔非线性系数， I 为光场强度。

以上三个因素引起的折射率变化相对于折射率 n_0 都是小量，因此，在介质中，相对介电常数可以表示为：

$$\begin{aligned}\epsilon(\mathbf{r}, \omega, \|\mathbf{E}\|^2) &= [n(\omega) + \Delta n(\omega, \|\mathbf{E}\|^2)]^2 \\ &\approx n^2(\omega) + 2n_0\Delta n(\omega, \|\mathbf{E}\|^2)\end{aligned}\quad (3.10)$$

其中 $n(\omega)$ 为实数，包含了色散引起的折射率变化，而 $\Delta n(\omega, \|\mathbf{E}\|^2)$ 是复数，蕴含了线性损耗和非线性引起的折射率变化，即：

$$\Delta n(\omega, \|\mathbf{E}\|^2) = -i[n_{int}(\omega) + n_{ext}(\omega)] + n_2 \frac{n_0 \epsilon_0 c}{2} \|\mathbf{E}\|^2 \quad (3.11)$$

将 3.9 式和 3.10 式带入 3.7 式，微腔中光场的波动方程可以写成：

$$\begin{aligned}\sum_{\mu} \epsilon_{\mu}(t) e^{i\omega_{\mu}t} \left\{ \Delta + \frac{\omega_{\mu}^2}{c^2} \text{Re}[\epsilon(\mathbf{r}, \omega, 0)] \right\} \mathbf{Y}_{\mu}(\mathbf{r}) \\ + \sum_{\mu} \left\{ 2n_0\Delta n(\omega, \|\mathbf{E}\|^2) \frac{\omega_{\mu}^2}{c^2} \epsilon_{\mu}(t) - \frac{\epsilon(\mathbf{r}, \omega, \|\mathbf{E}\|^2)}{c^2} [\ddot{\epsilon}_{\mu}(t) + 2i\omega_{\mu}\dot{\epsilon}_{\mu}(t)] \right\} e^{i\omega_{\mu}t} \mathbf{Y}_{\mu}(\mathbf{r}) \\ + \frac{\epsilon(\mathbf{r}, \omega, \|\mathbf{E}\|^2)}{c^2} \Omega_0^2 \epsilon_{ext} e^{i\Omega_0 t} \mathbf{e}_0 = 0\end{aligned}\quad (3.12)$$

上面的方程分为两个部分，第一部分描述了光场的空间分布 $\mathbf{Y}_{\mu}(\mathbf{r})$ ，由于只考虑微腔的本征模式，令第一部分等于 0 可以求得微腔本征模式的空间分布，并将空间模式解带入方程的第二部分（时域部分），从而求出光场的幅度变化。下面首先求解本征模式的解析解，即令：

$$\left[\Delta + \frac{\omega_{\mu}^2}{c^2} \epsilon(\mathbf{r}, \omega, 0) \right] \mathbf{Y}_{\mu}(\mathbf{r}) = 0 \quad (3.13)$$

为求解上面的方程，将色散引起的折射率变化看作微扰量，即用 n_0 代替 $n(\omega)$ ，在球坐标系内求解上述方程^[155]，只考虑微腔中基模情况，得到的横电场（TE）和横磁场（TM）解分别为：

$$\mathbf{Y}_{lmn}^{TE}(\mathbf{r}) = \frac{e^{im\phi}}{k_{lmp}r} S_{lmp}(r) \mathbf{X}_{lm}(\theta) \quad (3.14)$$

$$\mathbf{Y}_{lmn}^{TM}(\mathbf{r}) = \frac{e^{im\phi}}{k_{lmp}^2} \left\{ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} S_{lmp}(r) \mathbf{Y}_{lm}(\theta) + \frac{1}{r^2} S_{lmp}(r) \mathbf{Z}_{lm}(\theta) \right\} \quad (3.15)$$

其中 p 代表模式，在 3.14 中代表 TE 模，而在 3.15 式中代表 TM 模。 θ 为纬度角， ϕ 为经度角。球矢量被定义为：

$$\mathbf{X}_{lm}(\theta) = i \frac{m}{\sin\theta} P_l^m(\cos\theta) \mathbf{e}_{\theta} - \frac{\partial}{\partial\theta} P_l^m(\cos\theta) \mathbf{e}_{\phi} \quad (3.16)$$

$$\mathbf{Y}_{lm}(\theta) = \frac{\partial}{\partial\theta} P_l^m(\cos\theta) \mathbf{e}_{\theta} - i \frac{m}{\sin\theta} P_l^m(\cos\theta) \mathbf{e}_{\phi} \quad (3.17)$$

$$\mathbf{Z}_{lm}(\theta) = l(l+1) P_l^m(\cos\theta) \mathbf{e}_r \quad (3.18)$$

其中 $P_l^m(\cos\theta)$ 是关联的勒让德多项式， l 和 m 为整数，满足 $-l \leq m \leq l$ 。函数 S_{lmp}

为径向德拜势:

$$S_{lnp}(r) = \begin{cases} \Psi_l(n_0 k_{lnp} r) & r \leq a \\ \frac{\Psi_l(n_0 k_{lnp} a)}{\chi_l(k_{lnp} a)} \chi_l(k_{lnp} r) & r > a \end{cases} \quad (3.19)$$

其中 k_{lnp} 为下面代数方程的 n 阶解:

$$\frac{\chi'_l(ka)}{\chi_l(ka)} = p \frac{\Psi'_l(ka)}{\Psi_l(ka)} \quad (3.20)$$

其中对于 TE 模 $p = n_0$, 对于 TM 模, $p = 1/n_0$; Ψ_l 和 χ_l 为 n 阶里卡蒂-贝塞尔函数。

对于光学微腔, 光场被限制在波导内。以回音壁模式光学微腔为例, 只考虑微腔的径向基模 (即 $n=1$), 基模具有相同的极面和方位角 (即 $m \equiv l$), 因此勒让德多项式 $P_l^m(\cos\theta)$ 可以表示为:

$$P_l^l(\cos\theta) = [(-1)^l (2l-1)!!] \sin^l(\theta) \quad (3.21)$$

对于基模 $\theta \simeq \pi/2$, 从方程 3.16 可以看出, TE 模式的电场平行于 $\mathbf{e}_\theta$, 而 TM 模式的电场平行于 $\mathbf{e}_r$ 。本征频率可以近似地表示为^[156]:

$$\omega_{lp} = k_{lp} c = \frac{c}{n(\omega_{lp})a} \left\{ \left[l + \frac{1}{2} \right] + \xi_1 \left[\frac{l+\frac{1}{2}}{2} \right]^{\frac{1}{3}} - \frac{p}{\sqrt{n_0^2-1}} + \frac{3}{20} \xi_1^2 \left[\frac{l+\frac{1}{2}}{2} \right]^{-1/3} + O \left(l + \frac{1}{2} \right)^{-2/3} \right\} \quad (3.22)$$

p 与偏振相关, TE 模 $p = n_0$, TM 模 $p = 1/n_0$; ξ_n 为艾里函数 $\text{Ai}(-z)$ 的 n 阶方根, 相应于 n 阶径向模式。对于回音壁模式微腔 $\xi_1 = 2.338$ 。值得注意的是, 由于材料色散和波导色散的作用, 本征频率并不是等间距的, 引入了色散扰动。

可以通过本征矢量的归一化进行简化计算, 以便定量地得到本征矢量的解, 方程 3.13 的正交解被标记为 $\mathbf{Y}_{lp}(\mathbf{r})$, 该正交解可以表示为:

$$\mathbf{Y}_{l,TE}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{Y}_{lh}^{TE}(\mathbf{r})}{N_{l,TE}} \quad (3.23)$$

$$\mathbf{Y}_{l,TM}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{Y}_{lh}^{TM}(\mathbf{r})}{N_{l,TM}} \quad (3.24)$$

其中 N_{lp} 为归一化常数, 下式为其归一化条件:

$$\int_{\infty} \mathbf{Y}_{lp}^*(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{Y}_{l'p'}(\mathbf{r}) dV = \delta_{ll'} \delta_{pp'} \quad (3.25)$$

在计算上式的积分时, $\theta \simeq \theta_0 = \pi/2$, 只考虑一阶近似, 因此有 $\sin\theta \sim 1$ 和 $\cos\theta \sim$

$\theta_0 - \theta \sim 1$ 。并且，球形腔模式退化为高斯模式^[157]，此时有：

$$p_l^l(x) \approx p_l^l(0)e^{-\frac{1}{2}lx^2} \quad (3.26)$$

因此极坐标的积分可以简化为：

$$\int_0^\pi [p_l^l(\cos\theta)]^2 \sin\theta d\theta \approx [p_l^l(0)]^2 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-l(\theta-\theta_0)^2} d\theta \quad (3.27)$$

$$= [(2l-1)!!]^2 \sqrt{\frac{\pi}{l}} \quad (3.28)$$

径向积分同样可以进行简化，由于除了圆周的管状区域（半径在波长量级），其它位置的电场近似为零，因此半径可以用 a 代替：

$$\int_0^{+\infty} S_{lp}^2(r) r^2 dr \approx a^2 \int_{\sim a} S_{lp}^2(r) dr \quad (3.29)$$

其中 $\sim a$ 表示半径 a 的附近区域，通常选取半径 a 几十个波长范围内。通过该近似可以极低地减少计算时间。然而，对于片上的 MRR， λ/a 的比值相对较大，为保证积分精度，在积分中需要保留 r^2 项，而积分范围仍可以选取 a 附近的区域。

最后，归一化的本征矢量 $\mathbf{Y}_{lp}(\mathbf{r})$ 可以显式地表示为：

$$\mathbf{Y}_{l,TE}(\mathbf{r}) = iY_{l,TE}(r, \theta, \phi) \mathbf{e}_\theta \quad (3.30)$$

$$\mathbf{Y}_{l,TM}(\mathbf{r}) = Y_{l,TE}(r, \theta, \phi) \mathbf{e}_r \quad (3.31)$$

其中：

$$Y_{lp}(r, \theta, \phi) = \frac{(-1)^l l^{1/4} S_{lp}(r) e^{-\frac{1}{2}l(\theta-\frac{\pi}{2})^2} e^{il\phi}}{\sqrt{2\pi^{3/4}} a \sqrt{\int_{\sim a} S_{lp}^2(r) dr}} \quad (3.32)$$

图 3.4 描述了回音壁模式微腔内本征模式数变化的模式轮廓。随着模式数的增加，径向方向的限制增强，其最大场强以 $\sqrt{l}$ 线性增强；同时也增加了极向的限制，其束腰随 $\sqrt{l}$ 减小。图 3.4 表明当模式数间隔较小时（如小于 1000），模式的轮廓可以很好地重叠，此时模式间发生强的相互耦合，而当模式间隔较大时（如大于 10000），微腔模式在空间上不再很好地重叠，模式间处于弱耦合状态。

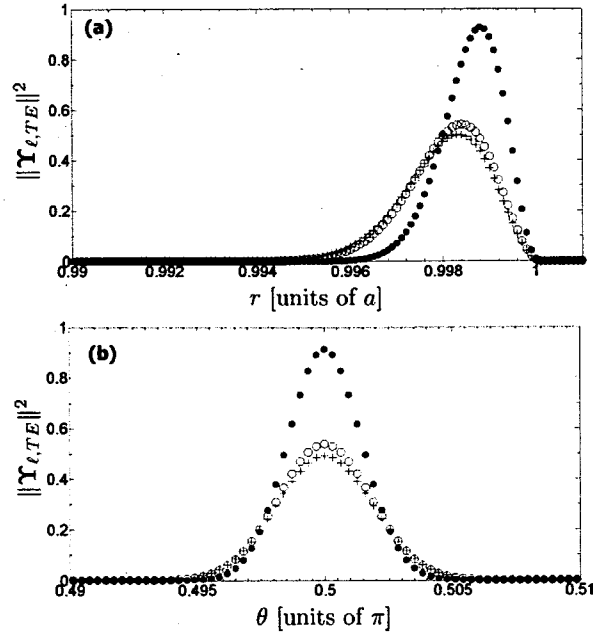


图 3.4 模式的径向和极向场强轮廓图^[154]。 $l_0 = 14350$ (十字), $l_0 + 1000$ (空心圆), $l_0 + 10000$ (实心圆)。(a) 径向轮廓, $\theta = 0$, $\phi = 0$; (b) 最大值出的极向轮廓, $\phi = 0$ 。

Figure 3.4 The radial and polar profiles of the modes^[154]. $l_0 = 14350$ (plusses), $l_0 + 1000$ (open circles), and $l_0 + 10000$ (solid circles). (a) Radial profiles for $\theta = 0$ and $\phi = 0$. (b) Polar profiles for $\phi = 0$ at intensity maxima.

对于空间本征模式, 方程 3.12 的第一项为零, 模式数 μ 由微腔模式的偏振和角度数决定, 以此可以从方程 3.12 的第二部分推导出模场的时域信息。为简化推导过程, 首先使用慢变振幅近似, 即 $|\dot{\epsilon}_\mu(t)| \ll |2\omega_\mu \dot{\epsilon}_\mu(t)|$, 因此二阶微分项可以忽略。同时, 使用 $\epsilon(\mathbf{r}, \Omega_0, 0)$ 替代 $\epsilon(\mathbf{r}, \Omega_0, \|E\|^2)$, 将 Δn 看作是 n_0 的微扰项。此时方程 3.12 可以写作如下形式:

$$\begin{aligned} & \sum_\mu \omega_\mu \dot{\epsilon}_\mu(t) e^{i\omega_\mu t} \Upsilon_\mu(\mathbf{r}) \\ &= \sum_\mu -i\omega_\mu^2 \frac{n_0 \Delta n(\omega, \|E\|^2)}{\epsilon(\mathbf{r}, \Omega_0, 0)} \epsilon_\mu(t) e^{i\omega_\mu t} \Upsilon_\mu(\mathbf{r}) - \frac{1}{2} i \Omega_0^2 \epsilon_{ext} e^{i\Omega_0 t} \mathbf{e}_0 \end{aligned} \quad (3.33)$$

上述方程为一个全局方程, 包含了所有的本征模式, 而在光频梳研究中, 往往只关心一个模式, 因此从上式中选取一个模式作为研究的对象。假定所关心的模式为 $\epsilon_\eta(t)$, 由于微腔的模式是相互正交的, 可以通过在上式的两端乘以 $\Upsilon_\eta^*(\mathbf{r}) e^{-i\omega_\eta t}$,

可以得到如下的结果：

$$\begin{aligned}\dot{\varepsilon}_\eta = & -\frac{1}{\omega_\eta} \int_V \sum_\mu i \omega_\mu^2 \frac{\Delta n(\omega, \|E\|^2)}{n_0} \varepsilon_\mu e^{i(\omega_\mu - \omega_\eta)t} \times [\mathbf{Y}_\eta^*(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{Y}_\mu(\mathbf{r})] dV \\ & - \frac{1}{\omega_\eta} \int_\infty \frac{1}{2} i \Omega_0^2 \varepsilon_{ext} e^{i(\Omega_0 - \omega_\eta)t} [\mathbf{Y}_\eta^*(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{e}_0] dV\end{aligned}\quad (3.34)$$

由于波导对光场的限制作用，上式第一部分的积分体积只需考虑电介质的模场体积。进一步将电场进行归一化，令：

$$A_\eta = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 n_0^2}{2\hbar\omega_\eta}} \varepsilon_\eta \quad (3.35)$$

其中 $|A_\eta|^2$ 表示微腔模式 η 内的实时光子数，而 $\|E\|^2$ 可以表示为：

$$\|E\|^2 = \sum_{\alpha, \beta} \varepsilon_\alpha \varepsilon_\beta^* e^{i(\omega_\alpha - \omega_\beta)t} [\mathbf{Y}_\beta^*(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{Y}_\alpha(\mathbf{r})] \quad (3.36)$$

利用上面两式与 3.11 式，3.34 式可以进一步化简，从而得到描述微腔模式场动力学过程的显式速率方程：

$$\dot{A}_\eta = -\frac{1}{2} \Delta\omega_\eta A_\eta - i g_0 \sum_{\alpha, \beta, \mu} \Lambda_\eta^{\alpha\beta\mu} A_\alpha A_\beta^* A_\mu e^{i\omega_{\alpha\beta\mu} t} + \frac{1}{2} \Delta\omega_\eta \mathcal{F}_\eta e^{i(\Omega_0 - \omega_\eta)t} \quad (3.37)$$

3.37 式即为光学微腔中的耦合模方程，可以用来求光学微腔中所有模式的场幅度。下面进一步讨论耦合模方程中的一些参数：

(1) 光频梳的带宽，由耦合模方程推得的光频梳带宽可以表示为：

$$\begin{aligned}\Delta\omega_\eta &= 2\Gamma_n \frac{\omega_\eta}{n_0} [n_{int}(\omega_\eta) + n_{ext}(\omega_\eta)] \\ &= \Delta\omega_{int, \eta} + \Delta\omega_{ext, \eta}\end{aligned}\quad (3.38)$$

上述频梳带宽公式与其它方式得到的带宽公式一致，物理上，频梳带宽与模式的光子寿命成反比。随着光学微腔的制备完成，波导的传输损耗对频梳带宽的影响就已经确定，同时频梳带宽还线性地依赖于泵浦的中心频率。同时，频梳带宽还线性地依赖于模场的限制因子：

$$\Gamma_\eta = \int_V \|\mathbf{Y}_\eta(\mathbf{r})\|^2 dV \quad (3.39)$$

(2) 四波混频参量增益

$$g_0 = \frac{n_2 c \hbar \omega_{\eta_0}^2}{n_0^2 V_{\eta_0}} \quad (3.40)$$

其中 ω_{η_0} 为泵浦模式 η_0 所对应的本征频率，其有效的模式体积为：

$$V_\eta = \left[\int_V \|\mathbf{Y}_\eta(\mathbf{r})\|^4 dV \right]^{-1} \quad (3.41)$$

3.40 式对应的非线性增益相应于与泵浦波长相临近的模式，该增益正比于非线性

系数，反比于有效的模式体积。

(3) 模式间的耦合因子

$$\Lambda_{\eta}^{\alpha\beta\mu} = \frac{\omega_{\mu}^2}{\omega_{\eta 0}^2} \sqrt{\frac{\omega_{\alpha}\omega_{\beta}\omega_{\mu}}{\omega_{\eta}^3}} \frac{\int_V [\mathbf{Y}_{\eta}^*(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{Y}_{\mu}(\mathbf{r})][\mathbf{Y}_{\beta}^*(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{Y}_{\alpha}(\mathbf{r})] dV}{\int_V \|\mathbf{Y}_{\eta 0}\|^4 dV} \quad (3.42)$$

上式定义四个模式的耦合强度，耦合强度依赖于四个模式功率密度的交叠程度，如图 3.4 所示，当所有的模式处于窄带宽范围内时，认为所有模式是强耦合的，而频谱范围较宽时，模式间的耦合将被削弱。值得注意的是，正交偏振光子相互作用时，上述耦合因子并不归零，因此正交偏振的光场也能相互耦合，目前在光学微腔中已经观察到正交偏振的 OPO 现象^[158]。

(4) 外部泵浦

$$\mathcal{F}_{\eta} = -\frac{i\Omega_0^2}{\omega_{\eta}\Delta\omega_{\eta}} \sqrt{\frac{\epsilon_0 n_0^2}{2\hbar\omega_{\eta}}} \epsilon_{ext} \int_{\infty} \mathbf{Y}_{\eta}^*(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{e}_0 dV \quad (3.43)$$

上式量化了外部泵浦如何与光学微腔的模式相互作用的。外部泵浦只与其临近的微腔谐振模式相作用， $|\mathcal{F}_{\eta 0}|^2$ 被理解为从外部泵浦耦合进光学微腔的光子数。基于 3.37 式，可以推出微腔光参量振荡阈值的数学表达式，并可以通过数值计算得到微腔光频梳的演化过程。

3.3 光参量振荡的阈值

为了简化光学微腔中光参量振荡的阈值计算，假定泵浦光场是单频的并具有固定的偏振态。为方便推导，对本征模式数引入一个偏移量，即令 $l = \ell - l_0$ ，其中 l_0 为泵浦光所在的模式数。光参量振荡模式相对于泵浦光记为 $l = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ ，其中“+”和“-”分别表示相对于泵浦的高频和低频模式，参数 l 明确地表示出所关注的微腔模式。

为得到给定模式 $A_{\pm l}$ 光参量振荡的阈值，一个众所周知的技术是研究弱均衡情况下（即 $A_{\pm l} = 0$ ）耦合模方程的线性稳定性。均衡的耦合模方程的扰动记为 $\delta A_{\pm l}$ ，光参量振荡的阈值定义为扰动趋于零时的各个参数值。此时的 A_0 满足稳态的耦合模方程，即：

$$\dot{A}_0 = -\frac{1}{2}\Delta\omega_0 A_0 - ig_0 |A_0|^2 A_0 + \frac{1}{2}\Delta\omega_0 F_0 e^{i\sigma t} \quad (3.44)$$

其中 $\sigma = \Omega_0 - \omega_0$ ，表示光学微腔模式和泵浦光的失谐量。边模扰动遵从如下方程：

$$\begin{aligned} \delta \dot{A}_{\pm l} = & -\frac{1}{2} \Delta \omega_{\pm l} A_{\pm l} - i g_0 \Lambda_{\pm l}^{0, \mp l, 0} A_0^2 \delta A_{\mp l}^* e^{i \bar{\omega}_{\pm l} t} |A_0|^2 A_0 + \frac{1}{2} \Delta \omega_0 F_0 e^{i \sigma t} \\ & - i g_0 [\Lambda_{\pm l}^{\pm l, 0, 0} + \Lambda_{\pm l}^{0, 0, \pm l}] |A_0|^2 \delta A_{\pm l} \end{aligned} \quad (3.45)$$

其中 $\bar{\omega}_l = 2\omega_0 - \omega_l - \omega_{-l} = \bar{\omega}_{-l}$ 为模式的失谐量, 该参数可以被理解为总的色散参数。当模式数不是很大时, 模式间的耦合系数 Λ 趋于 1。引入变量 $B_0 = A_0 \exp[-i\sigma t]$ 和变量 $\delta B_{\pm l} = \delta A_{\pm l} \exp[-i(\sigma + \frac{1}{2} \bar{\omega}_{\pm l})t]$, 上述方程可以重新写成:

$$\begin{bmatrix} \delta \dot{B}_l \\ \delta \dot{B}_{-l}^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_l & R_l \\ R_{-l}^* & M_{-l}^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta B_l \\ \delta B_{-l}^* \end{bmatrix} \quad (3.46)$$

其中:

$$M_l = -\frac{1}{2} \Delta \omega_l - i\sigma - \frac{1}{2} i \bar{\omega}_l - i g_0 [\Lambda_l^{l00} + \Lambda_l^{00l}] |B_0|^2 \quad (3.47)$$

$$R_l = -i g_0 \Lambda_l^{l00} B_0^2 \quad (3.48)$$

当中心模式到达稳态值 B_{0s} , 为产生一个边模, 要求至少一个本征值 λ 遵从下面的特征方程

$$\begin{vmatrix} M_l - \lambda & R_l \\ R_{-l}^* & M_{-l}^* - \lambda \end{vmatrix} = 0 \quad (3.49)$$

具体的要求是:

$$\text{Re}\{[M_l + M_{-l}^*] + \sqrt{[M_l - M_{-l}^*]^2 + 4R_l R_{-l}^*}\} > 0 \quad (3.50)$$

上面的条件是产生单个边带模式的严苛条件。从实用目的出发, 在下面的分析中做以下简化假定: (1) 假定新产生的边带与泵浦相接近时, 边带模式与泵浦模式完全重合, 模式间的耦合系数等于 1; (2) 微腔对边带模式和泵浦模式的限制因子相同, 都等于 1; (3) 各个模式的线宽都简并到 $\Delta \omega_0$ 。

假定 3.50 式中的平方根为正值, 产生边模对的稳定条件可以写成 $S(l) < 0$, 其中:

$$\begin{aligned} S(l) = & 12[g_0 |A_{0s}|^2]^2 + 8[2\sigma + \varpi][g_0 |A_{0s}|^2] \\ & + [2\sigma + \varpi_l]^2 + \Delta \omega_0^2 \end{aligned} \quad (3.51)$$

是否通过参数 ϖ_l 引入微腔色散参数, 稳定性条件定性地决定了不同的频梳行为, 为增加对阈值现象的理解, 在计算微腔频梳产生阈值时首先忽略色散的影响, 即 $\varpi_l = 0$ 。此时模式体积、模式增益和限制因子等对各模式都是相同的, 因此各模式表现出相同的特性。方程 3.51 是 $g_0 |A_{0s}|^2$ 的二次方程, 方程右边为开口向上的抛物线, 是否与横坐标轴有交点取决于各系数的取值。如果方程 3.51 右边的抛物线与横坐标没有交点, 边模 $\pm l$ 处于均衡态, 不能被泵浦激励; 如果方程 3.51

右边的抛物线与横坐标有交点，则边模 $\pm l$ 在特定的参数范围内可以产生振荡。方程 3.51 的零值解可以表示为：

$$\tilde{B}_{\pm} = \frac{1}{g_0} \left[-\frac{2\sigma}{3} \pm \frac{1}{3} \sqrt{\sigma^2 - \frac{3}{4} \Delta\omega_0^2} \right] \quad (3.52)$$

上式表示产生微腔光频梳的边界功率值，由 $S(l) < 0$ 条件可以得出产生频梳的泵浦功率值：

$$|A_{0s}|^2 \in [\tilde{B}_-, \tilde{B}_+] \quad (3.53)$$

产生光参量振荡的阈值为方程 3.51 只有一个零值解，即要求判别式等于 0，同时由于功率值为正实数，因此要求失谐量为负值，此时泵浦的失谐量为：

$$\sigma_{cr} = -\frac{\sqrt{3}}{2} \Delta\omega_0 \quad (3.54)$$

其对应的泵浦功率为：

$$|A_0|_{cr}^2 = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\Delta\omega_0}{g_0} \quad (3.55)$$

当 $\partial\tilde{B}_-/\partial\sigma = 0$ 时，得到产生光参量振荡所需的最小泵浦功率，即光参量振荡的阈值，此时的失谐量和泵浦功率分别表示为：

$$\sigma_{opt} = -\Delta\omega_0 \quad (3.56)$$

$$|A_0|_{th}^2 = \frac{1}{2} \frac{\Delta\omega_0}{g_0} = \frac{1}{2\hbar\omega_0} \frac{n_0^2 V_0}{n_2 c Q_0} \quad (3.57)$$

光参量振荡的阈值是临界功率值的 $\sqrt{3}/2$ 倍，其失谐量相对于临界失谐量小 15%。在微腔光参量振荡和频梳产生实验中，泵浦功率和失谐量是两个重要的参数，需要认真的调节。

3.4 光学微腔中的光参量振荡

2003 年，Vahala 课题组利用 SiO_2 材料，成功制备了品质因子大于 10^8 的微盘谐振腔^[52, 53]，利用拉锥光纤将泵浦光耦合进谐振腔^[159]，光场在谐振腔内干涉增强^[160]，腔内超强的光场与谐振腔介质发生相互作用，从而引起多种非线性效应^[161-163]。当谐振腔具有负色散特性时，光场在谐振腔中的相位匹配条件被满足，当新生成的光子在谐振腔内单次循环的增益大于损耗时，发生光参量振荡现象。光学微腔中的光参量振荡现象于 2004 年同时在 SiO_2 微盘谐振腔^[54]和 CaF_2 回音壁模式谐振腔^[153]中观察到，此后研究人员在该领域开展大量的研究工作，先后在 SiO_2 球形腔^[58, 152]、片上 SiN 微环谐振腔^[68]、片上 Hydrex 微环谐振腔^[65]、金

金刚石环腔^[75]、AgGaSe₂ 回音壁模式谐振腔^[164]中观察到光参量振荡现象。除此之外，在正色散 SiN 谐振腔中观察到双泵浦的简并克尔振荡^[165]，该现象在量子光学领域有着重要的潜在应用；正交泵浦的光参量振荡现象在 Hydrex 微环谐振腔中也被观察到^[158]，该现象已经被成功地应用于正交偏振光子对的产生。总之，得益于光学微腔的场增强效应，无需超高的泵浦功率，即可实现连续光泵浦的光参量振荡，为多波长相干光源的实现提供了有效的途径。本节将介绍高折射率差片上 MRR 中的光参量振荡实验。

3.4.1 用于 OPO 实验的微环谐振腔介绍

本实验所使用的光学 MRR 是基于高折射率差光子集成平台制备而成，该平台采用 CMOS 兼容的制备工艺，该平台在大规模集成和批量生产方面具有先天性优势。图 3.5 (a) 为 MRR 的结构原理图，采用上下话路型的结构，有两段耦合波导和一个圆环形波导构成。其中波导材料的折射率为 1.6，波导截面为 $2 \times 3 \mu\text{m}$ ，图 3.5 (b) 为波导截面的电子扫描电镜 (SEM) 图，该波导使用 SiO₂ 作为波导的包层，采用有限元方法得到的 TE₀ 和 TM₀ 模式的模场分布如图 (c) 和 (d) 所示，其有效折射率分别为 1.561349 和 1.560015。在光参量振荡实验中，主要使用 MRR 的 TE 模式，因此下面将主要关注 TE 模式的相关参数，TM 模式的参数可以用同样的方法得到。圆环形波导的直径为 $1184.2 \mu\text{m}$ ，FSR 的设计值为 51.7GHz；圆环形波导与耦合波导的间距为 $1 \mu\text{m}$ ，其理论耦合系数为 0.00401，因此其耦合品质因子可以达到 3.03×10^6 ，波导的传输损耗为 0.06dBm/cm，根据第二章的分析，可以算出基于该波导的 MRR 的本征品质因子为 4.58×10^6 ；因此 MRR 总的设计品质因子为 1.82×10^6 。综合考虑波导的材料色散和波导色散，图 3.6 显示了理论计算得到的 MRR 的色散曲线，在通信波段，波导具有负色散特性，满足光参量振荡所需要的相位匹配条件。

在集成光学研究中，光纤与波导的耦合是一个难点。由于片上波导的折射率与光纤折射率的差异，导致片上波导的模式与光纤模式不匹配，因此其耦合损耗极大，为解决耦合问题，通常有两种方式，一是使用光纤透镜改变光纤输出的光模场，使之与片上波导的模场相匹配^[70, 73, 166]，该方案可以将耦合损耗降至 3dB 左右，可以满足实验需求；另一种方式是在片上制作模斑转换器，从而与光纤模式相匹配^[167, 168]，该方式有利于光子芯片的规模应用。本论文中所使用的 MRR

都加入了片上模斑转换器，其与标准光纤的耦合损耗在不加折射率匹配液时为 2.5dB，加入折射率匹配液可以使耦合损耗降至 1dB 以下。

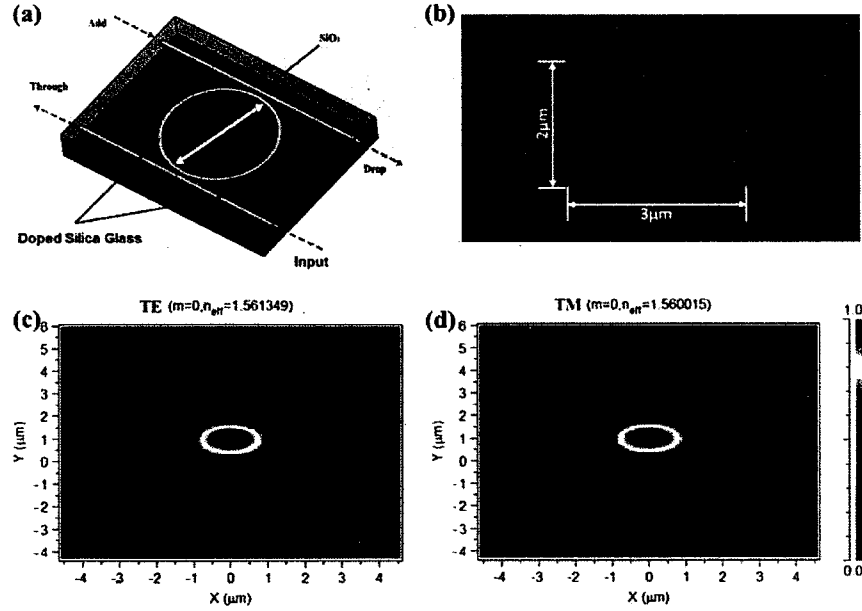


图 3.5 MRR 的原理及模场图。(a) MRR 的结构原理图；(b) 波导截面的扫描电镜图；(c) 波导 TE 模式的模场图；(d) 波导 TM 模式的模场图。

Figure 3.5 The schematic and the mode profiles of the MRR. (a) The schematic of the MRR. (b) The SEM image of the waveguide cross-section. (c) The mode profile of the TE mode. (d) The mode profile of the TM mode.

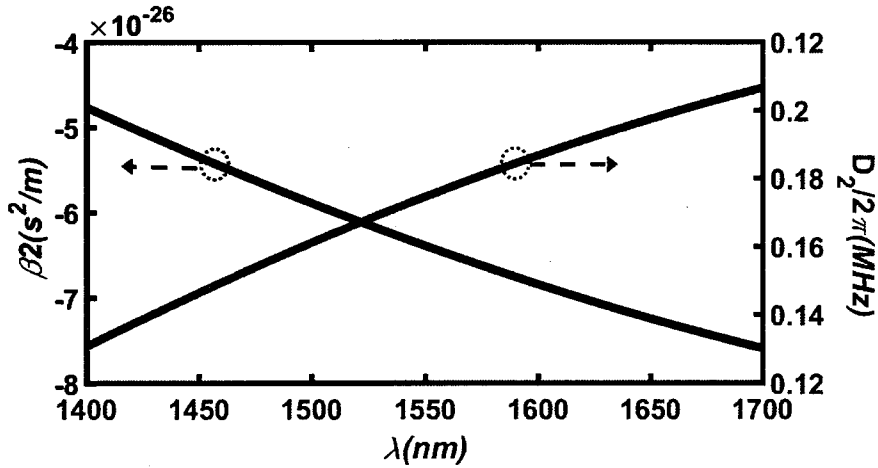


图 3.6 理论计算得到的 MRR 的色散曲线。

Figure 3.6 The theoretical dispersion curve of the MRR.

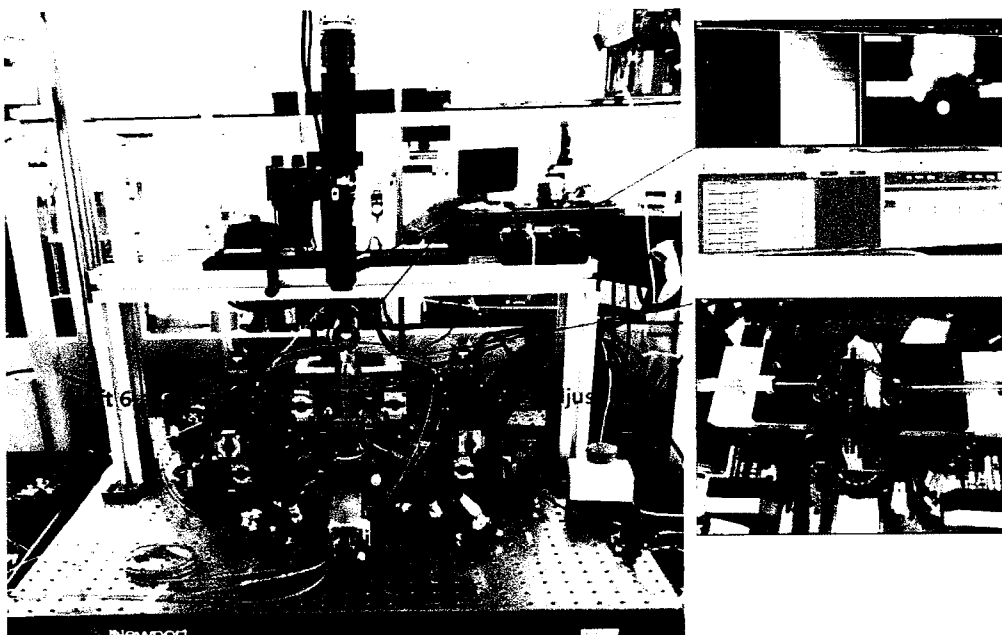


图 3.7 13 轴片上光波导耦合平台。

Figure 3.7 The 13 axes optical waveguide coupling platform

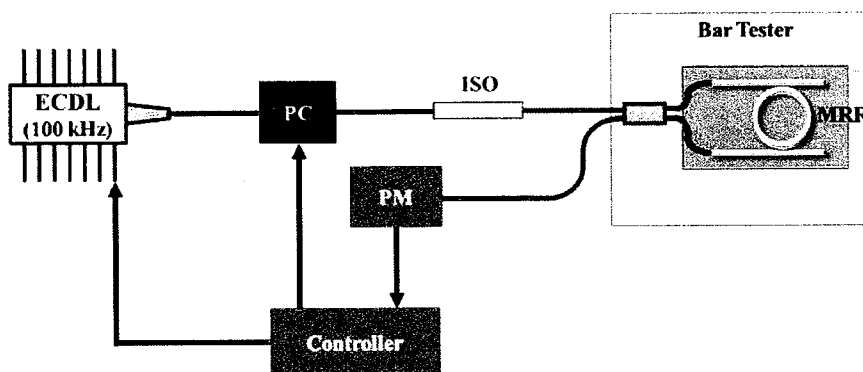


图 3.8 MRR 特性的测试系统。ECDL: 外腔式扫频激光器; PC: 偏振控制器; ISO: 光隔离器; PM: 高速光功率计; Controller: 测试系统的控制器; MRR: 微环谐振腔; Bar Tester: 波导耦合平台。

Figure 3.8 The measurement system of MRR. ECDL: External cavity diode laser, PC: polarization controller, ISO: Isolator, PM: Power meter, MRR: Micro-ring resonator.

在测试过程中，光纤与波导的精密对准是另一个难度。在我们的测试中采用 13 轴自动耦合平台，图 3.7 为该耦合平台的实物图，该平台可以同时芯片的两侧完成对准，在三个平动方向的精度达到 50nm，三个角度的精度优于 0.0032°，所有的耦合操作可以通过电脑软件进行控制。

针对 MRR 的测试, 本节主要介绍基于扫频激光器的微环谐振腔 FSR 和品质因子的测试, 有关波导色散的测试见第二章的介绍。图 3.8 为该测试系统框图, 首先通过控制器完成 MRR 与光纤阵列的对准。在测试中采用扫频激光器的技术方案, 由控制器发出同步信号给扫频激光器和高速光功率计 (2kHz), 扫频激光器的步进波长设置为 0.15pm, 记录下系列波长和光功率值, 从而绘制出 MRR 的传输曲线。该方案中的 PC 用于控制入射光信号的偏振态, 通过偏振态的控制分别测试 MRR 的 TE 和 TM 模式特性。高折射率差 MRR 的测试结果如图 2.10(c-d)所示, 实验测量的 FSR 和品质因子与理论设计结果近似相等, 其差别是由于 MRR 制备过程中的工艺误差所引起的。表 3.1 总结了该 MRR 的一些性能参数。根据这些参数, 由公式 3.57 得到该 MRR 产生光参量振荡时腔内泵浦功率为 28W, 考虑的 MRR 的场增强效应 $FE^{[67]}$:

$$FE = \left| \frac{\sigma}{1 - \tau \exp(-\frac{\alpha L}{2} + jk_i L)} \right| \quad (3.58)$$

其中 σ 和 τ 为 MRR 的耦合和传输系数 ($|\sigma|^2 + |\tau|^2 = 1$), k_i 为波导的传播常数。其场增强因子约为 100, 因此产生光参量振荡的泵浦光阈值为 280mW。

表 3.1 微环谐振腔的物理参数^[169]

Table 3.1 The physical parameters of the micro-ring resonator^[169].

Item	Symbol	Value
Quality factor	Q	1.45×10^6
Cavity length	L	3.72 mm
Mode field area	A_{eff}	$\sim 4.8 \mu\text{m}^2$
Mode linewidth	κ	$\sim 134 \text{ MHz}$
Refractive index	n_0	1.6
FSR	FSR	49 GHz
Finesse	F	~ 367
Nonlinearity	γ	$110 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$
GVD	β_2	$-43 \text{ ps}^2/\text{km}$
Linear propagation loss	α_{dB}	$\sim 0.06 \text{ dB/cm}$
Power coupling coefficient	T_c	1.2×10^{-2}

3.4.2 微环谐振腔中的光参量振荡实验

图 3.9 为 MRR 光参量振荡的实验原理图。该实验的泵浦源为一台扫频窄线宽激光器, 其标称线宽为 100kHz, 24 小时内激光器的波长波动小于 0.5pm。激

光器发出的光经光纤放大器 (EDFA) 和光纤偏振控制器后入射到 MRR。从短波长向长波长方向调节激光器输出波长, 当激光波长位于 MRR 谐振峰的蓝失谐位置时, 受益于谐振腔内的热光效应所形成的负反馈效应, 泵浦光可以稳定地锁定在谐振峰的蓝失谐处。通过调节偏振控制器使微环谐振腔的 Drop 端口的输出光功率达到最大值, 此时泵浦光的偏振态与所对应的谐振峰的偏振相同。不断的调节 EDFA 的输出功率, 并扫描激光器的输出波长, 当 MRR 内功率达到光参量振荡的阈值时, 新的频率成分将在 MRR 内产生。

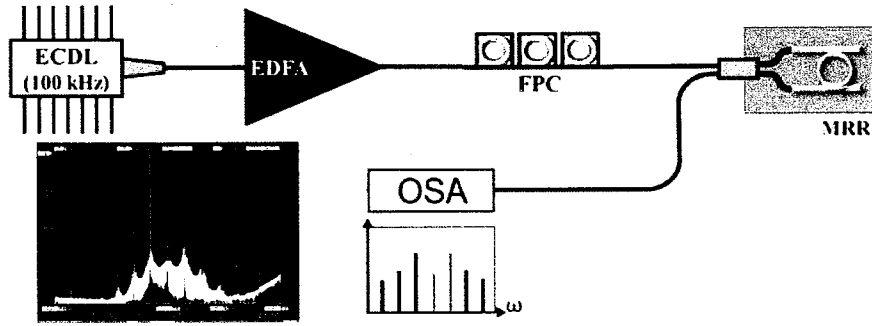


图 3.9 基于 MRR 光参量振荡的实验原理图。ECDL: 外腔半导体激光器; EDFA: 光纤放大器; FPC: 光纤偏振控制器; OSA: 光谱分析仪; MRR: 微环谐振腔。

Figure 3.9 The schematic of optical parametric oscillation in a MRR. ECDL: External cavity diode laser, EDFA: Erbium-doped fiber amplifier, FPC: Fiber polarization controller, OSA: Optical spectral analyzer, MRR: Micro-ring resonator.

设置泵浦光的功率为 28dBm, 图 3.11 显示了随着泵浦光从谐振峰的蓝失谐处移入谐振峰过程中 MRR 内的光场演化图。(a) 为泵浦光与谐振峰的靠近, 泵浦光耦合进 MRR, 但未达到光参量振荡阈值时腔内的光谱图, 只有泵浦光一个频率成分; 随着泵浦光的增强, 腔内的调制不稳定性增强, (b) 显示了腔内的调制不稳定性效应, 此时处于光参量振荡的临界值, 随着泵浦光失谐量的减小, 在泵浦光两边产生了一对新的频率成分, 即形成了光参量振荡效应, 如图 (c) 所示; 随着泵浦光失谐量的进一步减小, 腔内泵浦光功率随之增大, 新频率也随着增长, 新频率成分与泵浦光发出四波混频效应, 进而产生了新的频率成分, 形成了级联四波混频现象, 如图 (d) 所示; 随着泵浦光失谐量的进一步减小, 越来越多的频率成分由级联四波混频效益产生, 如图 (e) 和 (f) 所示, 最终形成了梳状的光谱图。

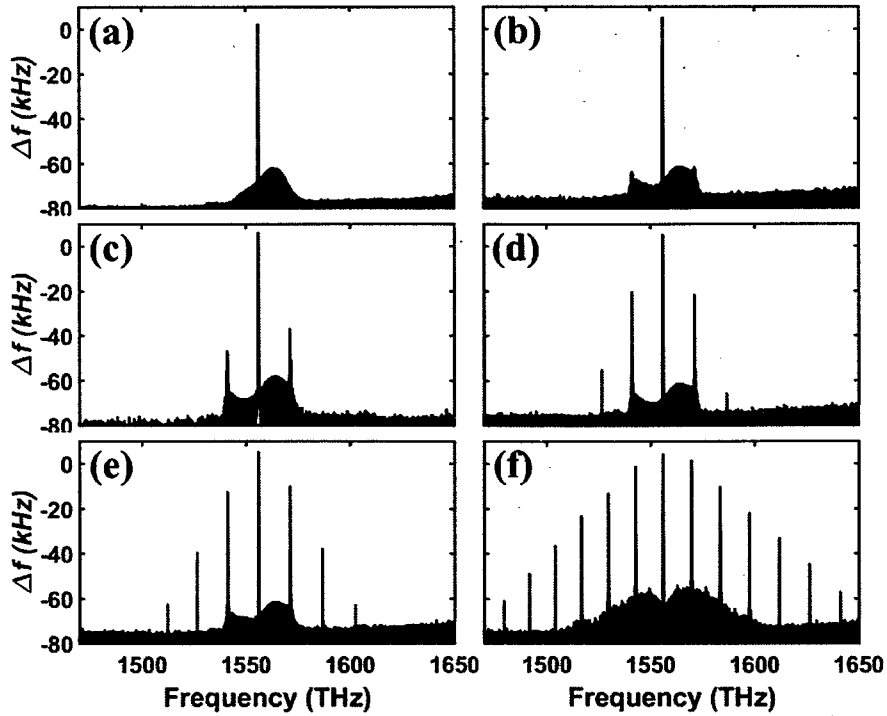


图 3.10 MRR 内光参量振荡的实验结果图。(a) 泵浦光开始耦合进谐振峰；(b) 调制不稳定性；(c) 形成第一对光参量振荡频率；(d-f) 产生级联四波混频效应。

Figure 3.10 The experimental results of the optical parametric oscillation in a MRR.

(a) The pump coupling into the resonance of the MRR. (b) Modulation instability observed. (c) The first order optical parametric oscillation. (d-f) Cascaded four-wave-mixing generation.

3.5 小结

本章主要介绍了光学微腔中的光参量振荡现象，由于光参量振荡是基于四波混频效应所形成的，四波混频属于参量过程，要求光场在微腔内满足相位匹配条件，即要求微腔波导具有负色散特性。随后从光场的波动方程出发，推导了微腔内光场的耦合模方程，该理论为微腔光频梳的基本理论，可以很好地解释微腔光参量振荡阈值，并可对微腔光频梳的形成过程进行理论仿真。然而随着所考虑的模式数的增多，其计算量将大幅度的提升，其运算效率较低，因此该理论主要适应于频梳模式数较少的情形，第四章将在该方程的基础上推导出更高效的 LLE。本章最后采用外部泵浦的方式，实验上观察了微腔内光参量振荡的形成过程，在

光参量振荡的基础上, 进一步增加泵浦光功率并减小泵浦失谐量, 光场在微腔内将逐步演化为光频梳。后续章节将详细研究微腔内光频梳产生。

第四章 微腔光频梳

为产生微腔光频梳, 需要用连续激光器激励一个具有三阶非线性效应的光学微腔, 当泵浦光的功率足够高时, 腔内将首先产生如上章所述的光参量振荡, 随着泵浦功率的提升, 腔内光参量振荡将演化为宽带光频梳。所产生的光频梳特性依赖于泵浦光失谐量、泵浦功率、微腔的品质因子及色散特性等参数。在微腔光频梳产生理论研究方面, 前期主要采用耦合模理论, 需要求解一组非线性微分方程组以追踪微腔内各个模式的演化^[152, 154, 170-173], 在解释光参量振荡阈值及腔色散效应等方面是非常有效的^[154]。然而, 当所考虑的光频梳模式数急剧增加时, 耦合模理论不再直观, 并且求解耦合模方程的计算量随所求解模式数的三次方成比例增加, 因此耦合模理论不适合于求解超宽带的微腔光频梳。在微腔中, 光场沿微腔做周期演化, 具有周期性的边界条件, 在理论中可以采用非折叠的周期性边界条件^[58, 174-176], 在这种边界条件下, 微腔内光场符合 LLE 所描述的时空演化过程, LLE 可以理解为增加了阻尼、失谐和驱动的非线性薛定谔方程 (NLSE)。LLE 理论可以快速的求解, 可同时对微腔频梳在频域和时域的演化过程进行分析^[175, 177-180], 因此 LLE 是近年来微腔光频梳研究中使用最多的理论模型, 在光孤子产生^[76, 78, 80, 181]、拉曼自频移^[88, 182]及模式交叉效应^[91]等微腔频梳研究中发挥了重大的作用。

在实验研究中, 随着第一个微腔光频梳的实验实现^[55], 微腔光频梳随后在大量的材料体系中被实验验证, 如基于 CaF_2 ^[63]、 MgF_2 ^[61]、 SiO_2 ^[184, 185]等材料的回音壁模式的光学微腔, 基于 Si ^[72, 186]、 SiN ^[71, 150]、 AlN ^[74]、高折射率差掺杂玻璃^[66, 67]等材料的单片集成 MRR, 其中 Si 、 SiN 和高折射率差掺杂玻璃采用 CMOS 兼容的半导体工艺流程, 更有利于光频梳的低成本应用。前期的微腔光频梳产生实验中, 泵浦光处于蓝失谐位置, 此时光频梳处于热稳态, 频梳可以稳定的存在, 然而, 泵浦光在谐振峰蓝失谐处的光频梳通常为噪声态。为实现低噪微腔光频梳, 近年来, 科研人员通过各种实验技术, 将泵浦光锁定在谐振峰的红移处, 产生稳定的微腔光孤子频梳。本章将对高折射率差微环谐振腔内的光频梳演化过程进行理论和实验研究。

4.1 Lugiato-Lefever 方程

完整的耦合模方程组可以描述克尔光频梳的演化过程，包括级联 FWM 产生主梳、子梳到宽带光频梳的演化^[154, 171]。然而当考虑的模式数较多时，该模型的计算量急剧增长（与模式数的 3 次方成正比），更重要的是，该模型对于克尔光频梳的时域脉冲演化描述较为困难，而脉冲的演化在克尔光频梳研究中具有重要的意义，因此需要开发一种新的理论模型对克尔光频梳的频域和时域信息进行完整的描述，类似于 Haus mode-locking 方程（NLSE 的一个变种）在描述锁模激光器的场演化过程中的作用^[186-191]。Matsko 利用类似 Haus 方程的方法建立了微腔光频梳的时空模型，成功地预测了微腔内光频梳和腔脉冲的形成^[174]；Chembo 等人从耦合模方程出发，建立了 LLE，该方程可以看作是 NLSE 的一个变形形式，考虑到了微腔中衰减、驱动和泵浦失谐等因素。该方程可以完整描述微腔光频梳的演化过程^[175]，包括主梳、MI 频梳、呼吸子（breather）和孤子频梳等状态的光频梳，该方程成为目前研究微腔光频梳的最常用方程。下面将详细地描述 LLE 的建立过程^[175]。

在微腔光频梳研究中主要考虑微腔中的基模，并假定偏振是固定的，腔内的模式数可以用一个整数准确地描述，如泵浦所对应的模式数可以表示为 ℓ_0 ，相应的角频率可以表示为 ω_{ℓ_0} 。如果只考虑泵浦附近的模式数，各个谐振峰的本征频率 ω_ℓ 使用 N 阶泰勒展开表示为：

$$\omega_\ell = \omega_{\ell_0} + \sum_{n=1}^N \frac{\zeta_n}{n!} (\ell - \ell_0)^n \quad (4.1)$$

其中， $\zeta_1 = d\omega/d\ell|_{\ell=\ell_0} = \Delta\omega_{FSR}$ 为微腔的 FSR， $\zeta_2 = d^2\omega/d\ell^2|_{\ell=\ell_0}$ 是微腔的二阶色散系数，包括材料色散和波导色散的共同作用。根据上章得到的耦合模方程，各个模式的慢变化振幅满足如下方程：

$$\begin{aligned} \dot{A}_\ell = & -\frac{1}{2}\Delta\omega_\ell A_\ell + \frac{1}{2}\Delta\omega_\ell \mathcal{F}_\ell e^{i(\Omega_0 - \omega_\ell)t} \delta(\ell - \ell_0) \\ & -ig_0 \sum_{m, n, p} A_{\ell_m} A_{\ell_n}^* A_{\ell_p} e^{i(\omega_{\ell_m} - \omega_{\ell_n} + \omega_{\ell_p} - \omega_\ell)t} \\ & \times \Lambda_\ell^{\ell_m \ell_n \ell_p} \delta(\ell_m - \ell_n + \ell_p - \ell) \end{aligned} \quad (4.2)$$

其中 $\delta(x)$ 为 Kronecher 函数，当 $x = 0$ 时， $\delta(x) = 1$ ， x 为其它值时， $\delta(x) = 0$ ； $|A_\ell|^2$ 表示微腔模式 ℓ 的光子数，模式带宽 $\Delta\omega_\ell = \omega_\ell/Q_0$ 。 g_0 表示四波混频增益，其表达式为：

$$g_0 = \frac{n_2 c \hbar \omega_{\ell_0}^2}{n_0^2 V_0} \quad (4.3)$$

其中 $\hbar$ 为普朗克常数； n_2 为模式 ℓ_0 所对应的非线性系数； V_0 为有效的模式体积； $\mathcal{F}_0$ 表示外部激励的幅度， Ω_0 为泵浦光的角频率（其值接近于 ω_{ℓ_0} ）； $\Lambda_{\ell}^{\ell_m \ell_n \ell_p}$ 为各个模式的耦合系数，当光谱范围足够大时，如一个倍频程，需要考虑模式各模式的耦合系数^[192]的变化，而当所考虑的模式在模式 ℓ_0 附近时， $\Lambda_{\ell}^{\ell_m \ell_n \ell_p} \approx 1$ ；对 $\Lambda_{\ell}^{\ell_m \ell_n \ell_p}$ 做一阶近似，可以得到：

$$\begin{aligned} \Lambda_{\ell}^{\ell_m \ell_n \ell_p} = & 1 + \eta_{\ell}(\ell - \ell_0) + \eta_{\ell_m}(\ell_m - \ell_0) \\ & + \eta_{\ell_n}(\ell_n - \ell_0) + \eta_{\ell_p}(\ell_p - \ell_0) \end{aligned} \quad (4.4)$$

腔内所有模式光场干涉形成的慢变化包络可以表示为：

$$A(\theta, t) = \sum_{\ell} A_{\ell}(t) \exp[i(\omega_{\ell} - \omega_{\ell_0})t - i(\ell - \ell_0)\theta] \quad (4.5)$$

其中 $\theta \in [-\pi, \pi]$ 为绕微腔一周的方位角。4.5 式的两边对 t 求微分得到：

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial t} = & \sum_{\ell} \left[\frac{\partial A_{\ell}}{\partial t} + i(\omega_{\ell} - \omega_{\ell_0})A_{\ell} \right] \\ & * \exp[i(\omega_{\ell} - \omega_{\ell_0})t - i(\ell - \ell_0)\theta] \end{aligned} \quad (4.6)$$

4.5 式两边对 θ 求 n 阶偏微分得到：

$$\begin{aligned} i^n \frac{\partial^n A}{\partial \theta^n} = & \sum_{\ell} (\ell - \ell_0)^n A_{\ell} \\ & * \exp[i(\omega_{\ell} - \omega_{\ell_0})t - i(\ell - \ell_0)\theta] \end{aligned} \quad (4.7)$$

假定各个模式的带宽相同，即 $\Delta\omega_{\ell} = \Delta\omega_{\ell_0}$ ，方程 4.6 可以写为：

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial t} = & -\frac{1}{2}\Delta\omega_{\ell_0}A - ig_0|A|^2A + \frac{1}{2}\Delta\omega_{\ell_0}\mathcal{F}_0e^{i\sigma t} \\ & + \sum_{n=1}^N i^{n+1} \frac{\zeta_n}{n!} \frac{\partial^n A}{\partial \theta^n} \\ & + ig_0 \left[\eta_{\ell} \frac{\partial}{\partial \theta} (|A|^2 A) + 2\eta_{\ell_m} |A|^2 \frac{\partial A}{\partial \theta} - \eta_{\ell_n} A^2 \frac{\partial A^*}{\partial \theta} \right] \end{aligned} \quad (4.8)$$

其中 $\sigma = \Omega_0 - \omega_{\ell_0}$ 为泵浦光与微腔谐振峰的失谐量；方程 4.8 忽略了波导损耗随频率的变化。消除方程 4.8 中的显式时间相关项，即令：

$$A = A \exp(i\sigma t) \quad (4.9)$$

同时对 θ 轴做随时间的平移，并将其值限定在 2π 范围内，即：

$$\theta = \theta - \zeta_1 t \quad (4.10)$$

最后只考虑带宽较小的光频梳产生, 即 $\Lambda_{\ell}^{\ell_m \ell_n \ell_p} \approx 1$, 并忽略高阶色散的影响, 方程 4.8 转化为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial t} = & -\frac{1}{2}\Delta\omega_{\ell_0}A - i\sigma A + \frac{1}{2}\Delta\omega_{\ell_0}\mathcal{F}_0 \\ & -ig_0|A|^2A - i\frac{\zeta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2} \end{aligned} \quad (4.11)$$

方程 4.11 即为非归一化的 LLE。令:

$$\psi = (2g_0/\Delta\omega_{\ell_0})^{1/2} A^* \quad (4.12)$$

$$\tau = \Delta\omega_{\ell_0}/2 \quad (4.13)$$

$$\alpha = -2\sigma/\Delta\omega_{\ell_0} \quad (4.14)$$

$$\beta = -2\zeta_2/\Delta\omega_{\ell_0} \quad (4.15)$$

$$F = (2g_0/\Delta\omega_{\ell_0})^{1/2}\mathcal{F}_0^* \quad (4.16)$$

通过上面的归一化参数, LLE 可以转化为:

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = -(1 + i\alpha)\psi + i|\psi|^2\psi - i\frac{\beta}{2}\frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} + F \quad (4.17)$$

在可以忽略高阶色散以及波导传输损耗和模式体积对频率的依赖关系时, LLE 与耦合模方程是等价的。LLE 方程将光频梳的所有模式作为一个整体进行计算, 因此即使计算数百上千个模式, 仍具有较快的计算速度。相比耦合模理论, LLE 更加适合于微腔内频梳和脉冲演化过程的仿真。此外, 通过增加项的方式将更多的影响光频梳形成的因素集成到 LLE 中, 因此 LLE 作为一个基本的方程, 在微腔光频梳研究中取得了巨大的成功。

4.2 微腔光频梳产生实验

采用外部泵浦的方式产生光频梳的实验原理图和上章产生光参量振荡的实验原理图一致。采用连续光泵浦的技术方案, 实验中使用的泵浦源是一个波长可以连续调节的窄线宽激光器, 激光器发出的激光经 EDFA 放大并调整其偏振态后, 输入 MRR 的输入端口, 光场在 MRR 内增强并产生宽带光频梳。对于对称型的四端口 MRR, 由于波导传输损耗的存在, 光场不可能处于临界耦合状态, 因此有部分泵浦光将未进入微腔而直接从直通端口输出, 因此相对于从 Drop 端口输出的光频梳, 从 Through 端口输出的光频梳具有更强的泵浦成分, 如图 4.1

所示。对于从 Through 端口输出的光频梳，在测量时，需要使用滤波器将泵浦光滤出，以增加频梳的对比度。而从 Drop 端口输出的光频梳测量则无需滤波过程，本文中如无特别说明，所展示的光频梳默认为在 Drop 端口得到的测量结果。

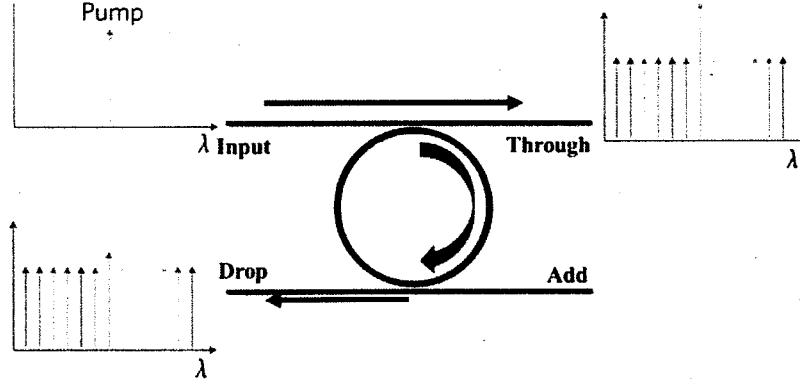


图 4.1 MRR 光频梳产生的原理图

Figure 4.1 The schematic of the MRR based optical frequency comb generation.

设置 EDFA 的输出功率为 35dBm，调整偏振控制器的状态，使泵浦光偏振与微腔 TE 模式相一致。连续调节扫频激光器的发射波长，使泵浦光从蓝失谐侧耦合进 MRR，图 4.2 展示了克尔光频梳的演化过程，其中 (a-c) 为泵浦光处于微腔谐振峰蓝失谐处时的光谱图。图 4.2(a) 为上章所述的光参量振荡光谱，也称为主梳或图灵光频梳^[66, 193, 194]，此时频梳各频率成分具有固定的相位关系，彼此是相干的；图 4.2(a) 所示的主梳频率间隔为 $48 \times \text{FSR}$ ，该间隔主要由调制不稳定性增益峰值点决定，与波导的色散和泵浦功率相关。随着泵浦失谐量的减少，腔内功率的持续增加，当调制不稳定性带宽范围内的其它谐振峰的增益足够大时，也产生光参量振荡；新产生的光频率成分与主梳及泵浦光发生级联四波混频效应，形成子梳，如图 4.2(b) 所示，各个频率成分仍是相干的。随着泵浦失谐量的进一步减小，腔内功率进一步增大，各个子梳的带宽也将增加，并产生新的子梳，并且各个子梳的频率成分随着泵浦功率的提升进一步增多，最终各个子梳相互交叠，形成高噪态的光频梳^[58, 63, 66, 68, 171, 193, 195, 196]。由于 MRR 的色散作用，各个子梳内各波长的频率间隔不同，因此交叠的各个子梳的频率成分相互拍频，形成多个射频频率成分，同时各个频率成分并不同相，因此在时域内形成不稳定的信号，即光频梳进入了不稳定状态。随着泵浦功率的进一步提升，在腔内产生越来越多的频率成分，光频梳的总带宽随泵浦失谐量的减小或泵浦功率的提升而增加，如

图 4.2(c)所示,同时光频梳的噪声也将大幅的增加,此时的光频梳被称作“MI”梳。下一节将基于光频梳的形成过程对微腔光频梳的噪声产生机理进行详细的分析。

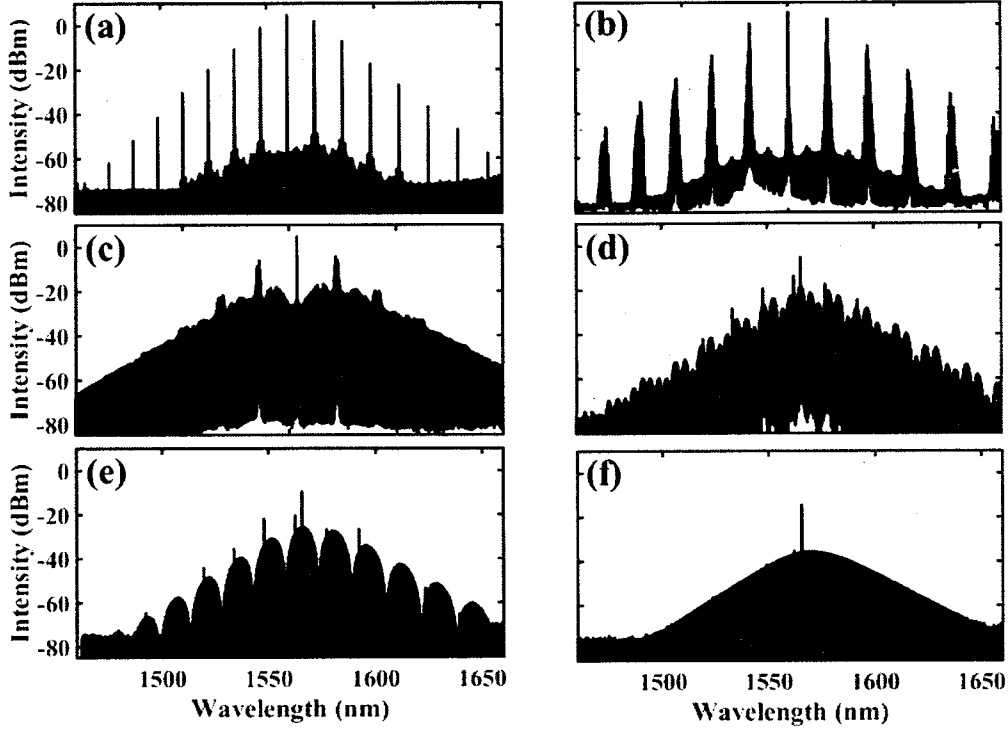


图 4.2 MRR 中光频梳的演化过程。(a) 主梳光谱图；(b) 子梳光谱图；(c) 调制不稳定性梳光谱图；(d) 3 孤子光谱图；(e) 2 孤子光谱图；(f) 单孤子光谱图。

Figure 4.2 The evolution process of the MRR based optical frequency combs. (a) The optical spectrum of primary comb. (b) The optical spectrum of sub-comb. (c) The optical spectrum of modulation instability comb. (d) The optical spectrum of the comb with 3 solitons. (e) The optical spectrum of the comb with 2 solitons. (f) The optical spectrum of single soliton comb.

当泵浦光位于红失谐处时,光频梳处于热不稳定状态,需要特殊的实验手段以达到腔内的热平衡。在图 4.2 所示的实验中,通过增加一个辅助光的方式平衡腔内的热效应,以使泵浦光进入红失谐时,仍处于热平衡态。当泵浦光进入红失谐后,光频梳进入了孤子状态,所述的孤子态包括孤子晶体态、多孤子态和单孤子态,图 4.2 (d-f) 显示了 3 孤子、2 孤子和单孤子态的光频梳,而孤子晶体的光频梳将在下一章中进行详细的介绍。

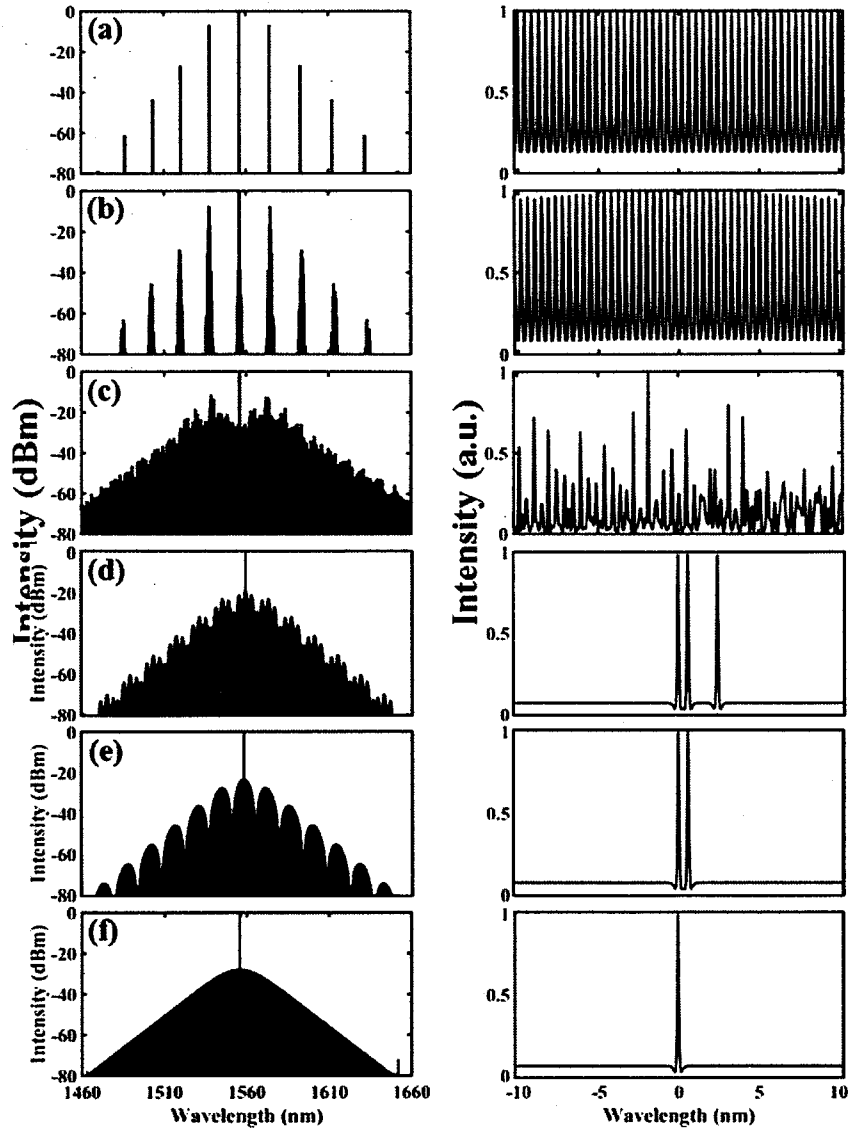


图 4.3 LLE 仿真得到的光频梳演化过程。(a) 主梳光谱图；(b) 子梳光谱图；(c) 调制不稳定性梳光谱图；(d) 3 孤子光谱图；(e) 2 孤子光谱图；(f) 单孤子光谱图。

Figure 4.3 The calculated optical frequency comb evolution based on LLE. (a) The optical spectrum of primary comb. (b) The optical spectrum of sub-comb. (c) The optical spectrum of modulational instability comb. (d) The optical spectrum of the comb with 3 solitons. (e) The optical spectrum of the comb with 2 solitons. (f) The optical spectrum of single soliton comb.

理论上, 以上光频梳的演化过程可以用 LLE 进行模拟, 设定泵浦功率为 1.6W、

二阶色散值为 $-43\text{ps}^2/\text{km}$ 、有效折射率为 1.56、非线性系数为 $1.15 \times 10^{-19}\text{m}^2\text{W}^{-1}$ 、MRR 的自由谱范围为 49GHz、波导传输损耗为 0.06dB/cm、耦合系数为 0.00401、模场有效面积为 $4.8\mu\text{m}^2$ 、泵浦波长为 1560.3nm，图 4.3 展示了基于 LLE 计算得到的光频梳演化过程，图 4.3(a-f)分别为仿真得到的主梳、子梳、调制不稳定性频梳、3 孤子频梳、2 孤子频梳和单孤子频梳光谱图和时域波形图。从时域曲线可以看出，当光频梳处于主梳和孤子频梳状态时，频梳处于低噪态，各谱线是相干的。随着泵浦失谐量的增加，光频梳的时域波形受到越来越多的调制，处于混沌态，该类频梳的应用因其噪声而受到限制。下节将对光频梳噪声形成机理进行分析。

4.3 微腔光频梳的噪声分析

在 2014 年之前，微腔光频梳的研究工作主要集中在利用不同材料平台制作出超高 Q 值的微腔，并进行微腔光频梳产生的实验和理论研究。这个时期所报道的微腔克尔光频梳大多处于噪声态，被称为 MI 光频梳，在光频梳的应用方面受到很大的限制。本节将对 MI 光频梳中噪声进行分析研究。

图 4.4 展示了微腔克尔光频梳的噪声形成机理。图 4.4(a)为主梳的形成原理，随着泵浦光功率的增长产生级联 FWM 效应，最终形成主梳。主梳相对于泵浦光的距离由腔色散值、非线性相移（自相位和交叉相位调制）、泵浦失谐量和泵浦功率所决定。其中色散可以表示为：

$$\omega_\mu = \omega_0 + D_1 \cdot \mu + \frac{1}{2} D_2 \cdot \mu^2 + \dots \quad (4.18)$$

其中 ω_0 和 ω_μ 分别为泵浦模式和与泵浦模式相距 μ 的微腔模式的谐振频率， $D_1 / 2\pi$ 为微腔的 FSR， $D_2 / 2\pi$ 为临近泵浦模式的两个 FSR 的频率差， D_2 与微腔群速度色散 β_2 的关系为^[64]：

$$D_2 = -\frac{c}{n_0} \cdot D_1^2 \cdot \beta_2 \quad (4.19)$$

其中 n_0 和 c 分别为波导的有效折射率和光速。由简并四波混频产生的第一对边带既可能紧邻泵浦模式，也可能与泵浦相距多个谐振模式，这两种情形都已经在微腔光频梳实验中被观察到^[58, 65, 68, 192, 196]，在理论上，可以用 LLE 进行分析。

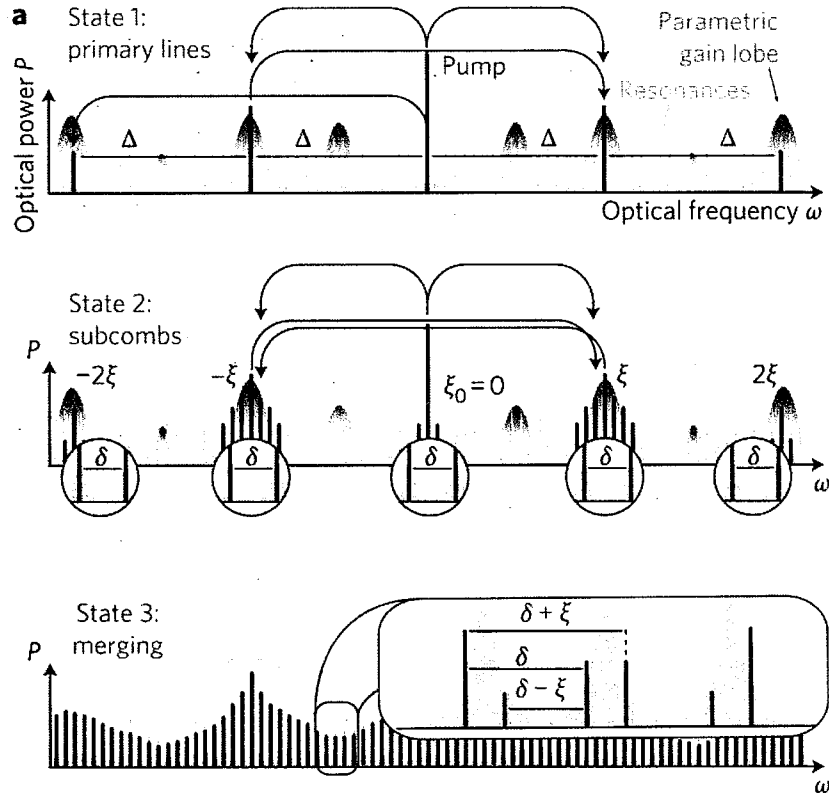


图 4.4 克尔光频梳的噪声形成分析^[193]。(a) 主梳的形成原理；(b) 子梳形成的原理；(c) 调制不稳定性频梳的形成原理。

Figure 4.4 The noise analysis of Kerr optical frequency comb^[193]. (a) The generation schematic of the primary comb. (b) The generation schematic of the sub-comb. (c) The generation schematic of the modulational instability comb.

对于初始边带与泵浦模式相距多个谐振模式的情况，假定第一个边带与泵浦的距离为 Δ ，主梳由级联四波混频效应产生，得益于参量过程中的动量守恒和能量守恒，各梳齿的间距都是 Δ ，如图 4.4(a)所示。随着泵浦失谐量的减少，腔内泵浦功率的增加，形成次级梳或子梳。各个子梳的频率间隔 δ 近似等于微腔的 FSR，即 $\delta/2\pi \approx \text{FSR}$ ，此时各个子梳不互相交叠，如图 4.4(b)所示。进一步减小泵浦的失谐量，各个子梳的梳齿个数增长，最终各个子梳相互交叠，形式无间隔的连续频率梳，如图 4.4(c)所示。在交叠处，每个微腔谐振峰带宽内有多于一个频率成分产生振荡，这些频率成分相互拍频，对微腔内的光场进行调制，产生不稳定的时域曲线。随着失谐量的进一步减小，微腔内各个频梳成分的相互作用增强，产生越来越多的频梳成分，这些频率成分相互影响，最终形成高噪声态的克

尔光频梳。

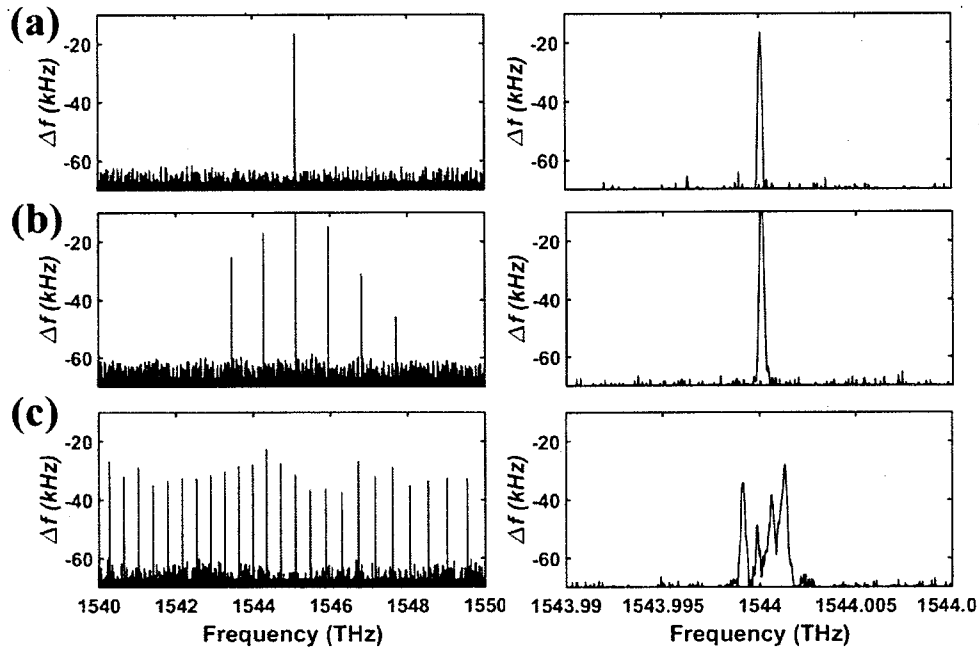


图 4.5 10MHz 分辨率的光频梳光谱，第一列为 10nm 范围内的光谱图，第二列为放大单个梳齿的光谱图。(a) 主梳光谱图；(b) 子梳光谱图；(c) M 频梳光谱图。

Figure 4.5 The optical spectra of Kerr optical frequency comb with resolution of 10MHz. (a) The optical spectra of primary comb. (b) The optical spectra of sub-comb. (c) The optical spectra of MI comb

为了验证上面分析的正确性，使用一台高分辨率的光谱分析仪对实验中得到光频梳进行测量，测量结果如图 4.5 所示。图 4.5 的第二列为第一列单个梳齿的放大图，可以看出，在主梳态和子梳态时，每个谐振峰内只有一个频率成分。而当子梳相互交叠后，在每个谐振峰内具有多个频率成分，这些频率成分的拍频在频谱测试中显示为频率噪声，从而限制了此类克尔光频梳的应用。

当 Δ 与 δ 满足：

$$\Delta = n * \delta \quad (4.20)$$

在各个子梳相互交叠时，每个谐振峰带宽内只有一个频率成分，该情形下产生的频梳为低噪态的，或被称为锁相光频梳^[197-200]。

直接产生单倍 FSR 光频梳的情况是上述情形的一个特例，此时直接满足 $\Delta = \delta$ 关系，通过级联的非简并四波混频形成宽带的克尔光频梳，此时产生的光频梳

处于低噪态，该类频梳已经在实验中观察到，如 2007 年报道的第一个克尔光频梳产生实验^[55]。

4.4 小结

本章对微腔光频梳进行了详细的介绍。在理论模型上，完全可以使用耦合模方程组对微腔频梳进行模拟，然而随着光频梳模式数的增长，其计算量将大幅提升，甚至达到小型计算机难以胜任的地步；而与耦合模方程等价的 LLE 极大地降低了微腔光频梳模拟所需的计算量。本章首先从耦合模方程推导出 LLE，并对后续的实验结果进行了理论仿真。采用外部注入泵浦光的方案，在高折射率差掺杂材料 MRR 中产生了宽带光频梳，观察了光频梳从主梳、子梳、调制不稳定性频梳到孤子频梳的整个演化过程。并对微腔光频梳的噪声特性进行了分析，通过高分辨率的实验测量证实了光频梳的噪声形成原因。在第五章将介绍孤子频梳的一种特殊的孤子频梳——孤子晶体频梳。

第五章 微腔孤子晶体频梳

2013 年, T. Herr 等人采用快速扫频的技术方案, 在 MgF_2 回音壁模式光学微腔中实现了孤子态光频梳 (论文于 2014 年发表在 *Nature Photonics* 上), 该研究在微腔光频梳的研究历程中具有里程碑的意义^[76]。从此微腔光频梳研究的重点转移到腔孤子频梳产生及其应用方面。快速扫频技术方案通常要求孤子台阶的时间长度较大^[82], 因此对微腔的特性要求较为严格, 后来研究人员开发了“power-kicking”技术方案^[79-81], 该方案在扫频孤子台阶时间小于 1 微秒的情况下仍可以得到孤子频梳, 因此被后续的研究工作大量采用。为实现孤子频梳, 更多的实验方案被开发出来, 如在 SiN 微环谐振腔的表面镀上电阻线, 采用快速热调的方法实现在 SiN 微环腔内产生孤子频梳^[84]; 基于模式作用或热光效应的直接微腔孤子产生^[83, 201]等。然而前面所述方案产生的孤子频梳的孤子数是不确定的, 依赖于产生孤子时泵浦光的失谐量, 2017 年, H. Guo 等人通过慢速反向扫频的方法实现了确定性的光孤子频梳产生^[77], 在后续的孤子频梳应用研究中发挥了重要的作用。除了孤子频梳之外, 呼吸子频梳也在 SiN 和 Si 微环谐振腔中被观察到^[195]。2017 年, 微腔孤子晶体在 *Silica* 微盘中被发现^[202], 孤子晶体频梳具有优良的温度稳定性, 在应用研究中具有一定的优势。目前已经实现孤子频梳的微腔平台有 MgF_2 回音壁模式微腔^[76, 78, 203, 204], 片上 SiN 微环谐振腔^[77, 83-85, 85-88, 90, 202, 205-208], 片上 Si 微环谐振腔^[195]和 *Silica* 材料的微腔系统^[79-81, 182, 202, 209-211]。

在应用方面, 首先将微腔光频梳作为多波长光源, 采用多路并行通信的技术方案, 极大地提升了通信系统的传输速率, 在该领域南加州理工大学做了大量的工作, 开展了调幅和相干通信系统的研究^[92, 93, 97, 207, 212, 213]; 在测量领域, 利用微腔孤子频梳进行了双梳的光谱学研究^[98, 99]以及超高精度的测距实验^[101, 214, 215]; 利用低噪态孤子频梳, 可以得到超低相位噪声的微波信号^[203, 216], 并利用微腔光频梳开展了微波滤波器技术等微波光子技术方面的研究^[39, 56, 94-96]; 同时微腔光频梳在频率合成和光钟方面也取得一定的研究成果^[102, 217]。总之, 随着微腔孤子频梳的发现, 微腔光频梳在众多领域已经取得了突破性的进展。

微腔孤子晶体是微腔孤子的一种形态,即密集排列的孤子序列同时存在于微腔中,该类型的微腔孤子频梳对于研究孤子间的相互作用具有重要的意义,同时得益于其优良的稳定性,不需要复杂的实验技术即可产生,在微腔频梳的应用中具有一定的优势。本章对基于高折射率差掺杂玻璃 MRR 的孤子晶体产生进行研究,将系统地阐述孤子晶体的产生机理、实验方法、孤子晶体的分类、泵浦的失谐分析、拉曼自频移对孤子晶体频梳的影响、孤子晶体频梳的重频稳定性、可高度集成的微腔频梳源及程控孤子晶体的产生等内容。

5.1 微腔孤子晶体频梳的产生实验

5.1.1 微腔孤子晶体的产生实验

图 5.1 (a) 为微腔孤子晶体的实验室原理图。本实验所使用的 MRR 由高折射率差掺杂玻璃光子集成平台制备而成,该 MRR 具有 49GHz 的 FSR、其品质因子为 1.75×10^6 。MRR 用光纤阵列进行耦合封装,其单端耦合损耗约为 2.5dB,为实现温度控制,将与光纤阵列耦合后的 MRR 粘贴到一个 TEC 上,并一同封装进一个 14 引脚的蝶形封装壳体内。图 5.1 (a) 的插图展示了封装后的 MRR。MRR 的谐振峰随温度漂移的系数约为 $15\text{pm}/^\circ\text{C}$,在我们的实验中,MRR 的工作温度通过外接一个 TEC 控制器进行控制。在本章光频梳产生实验中,使用温度控制 MRR 谐振峰的方法代替频率扫描的方案。

图 5.1 (b) 为通过温度控制产生微腔孤子晶体频梳的原理示意图。使用一个固定波长的窄线宽激光器作为 MRR 的泵浦源,由于泵浦光从谐振峰的红失谐耦合进微腔时,整个系统处于热不稳态,容易产生自终止现象,因此实验中泵浦光从蓝失谐耦合进谐振腔;又由于 MRR 具有负温度系数,因此在实验中,首先提升 MRR 的工作温度,使泵浦光位于一个谐振峰的短波长处(高频位置),通过降低 MRR 的工作温度,使谐振峰向短波长方向漂移。当泵浦光耦合进 MRR 时,由于腔内的热光效应,MRR 形成三角形的谐振曲线。通过调节泵浦光功率和及其偏振态,在谐振峰扫过泵浦光时,会观察到具有台阶样式的谐振峰曲线,该台阶被称为“孤子晶体台阶”。当泵浦光位于“孤子晶体台阶”位置时,MRR 内形成孤子晶体频梳。此时停止 MRR 温度的调节,即可输出稳定的孤子晶体频梳。实验中观察到的孤子晶体台阶随着温度的进一步下降呈上升趋势,说明孤子晶体处

于热稳态, 实验中孤子晶体频梳表现出十分优良的热稳定性, 对其应用的开发具有重要的意义。

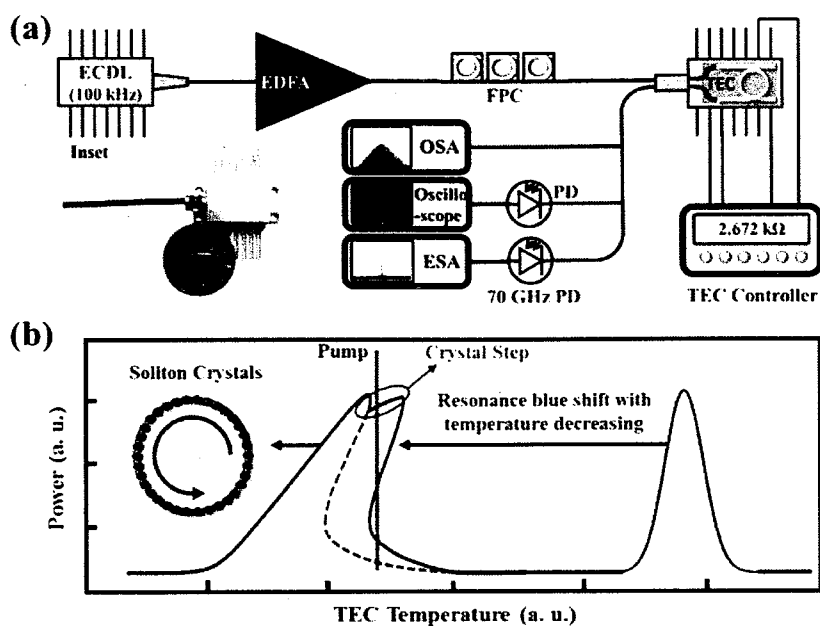


图 5.1 孤子晶体频梳产生原理图。(a) 微腔孤子晶体的实验装置图。**MRR** 被封装到一个 14 引脚的蝶形壳体中, 通过 **TEC** 可以精度地控制 **MRR** 的工作温度, 插图作为封装后 **MRR** 的照片。该实验使用一个固定波长的窄线宽半导体激光器作为泵浦源, 产生的孤子晶体频梳由 **MRR** 的 **Drop** 端口输出并测量。(b) 孤子晶体频梳的实验原理示意图, 随着温度的降低, **MRR** 的一个谐振峰向短波长方向漂移, 当谐振峰扫过泵浦光时, 在谐振峰曲线的顶部产生一个台阶, 如果泵浦光稳定在台阶位置, 在 **MRR** 内即可形成稳定的孤子晶体频梳。**ECDL**: 外腔半导体激光器; **EDFA**: 光纤放大器; **FPC**: 光纤偏振控制器; **TEC**: 热电冷却器; **OSA**: 光谱分析仪; **PD**: 光电探测器; **ESA**: 频谱分析仪。

Figure 5.1 The schematic of the soliton crystals generation. (a) Experimental setup for soliton crystals generation. The MRR is packaged in a commercial 14-pin butterfly package with a high precision TEC. The operating temperature of the MRR is precision controlled by the TEC. The inset shows the picture of the butterfly packaged MRR. The MRR is pumped by an ECDL with fixed lasing frequency and the generated soliton crystals are coupled out from the drop port. (b) The schematic of soliton crystals generation by thermal tuning method. The resonance shifts toward the pump laser by decreasing the MRR operation temperature. With

appropriate pump power, crystal step will be observed at top of the power transmission trace. Once the pump locates at the step, soliton crystal comb will be obtained. ECDL, external cavity diode laser; EDFA, Erbium doped fiber amplifier; FPC, fiber polarization controller; TEC, thermoelectric cooler; PD, photodiode; OSA, optical spectrum analyzer; ESA, electrical spectrum analyzer.

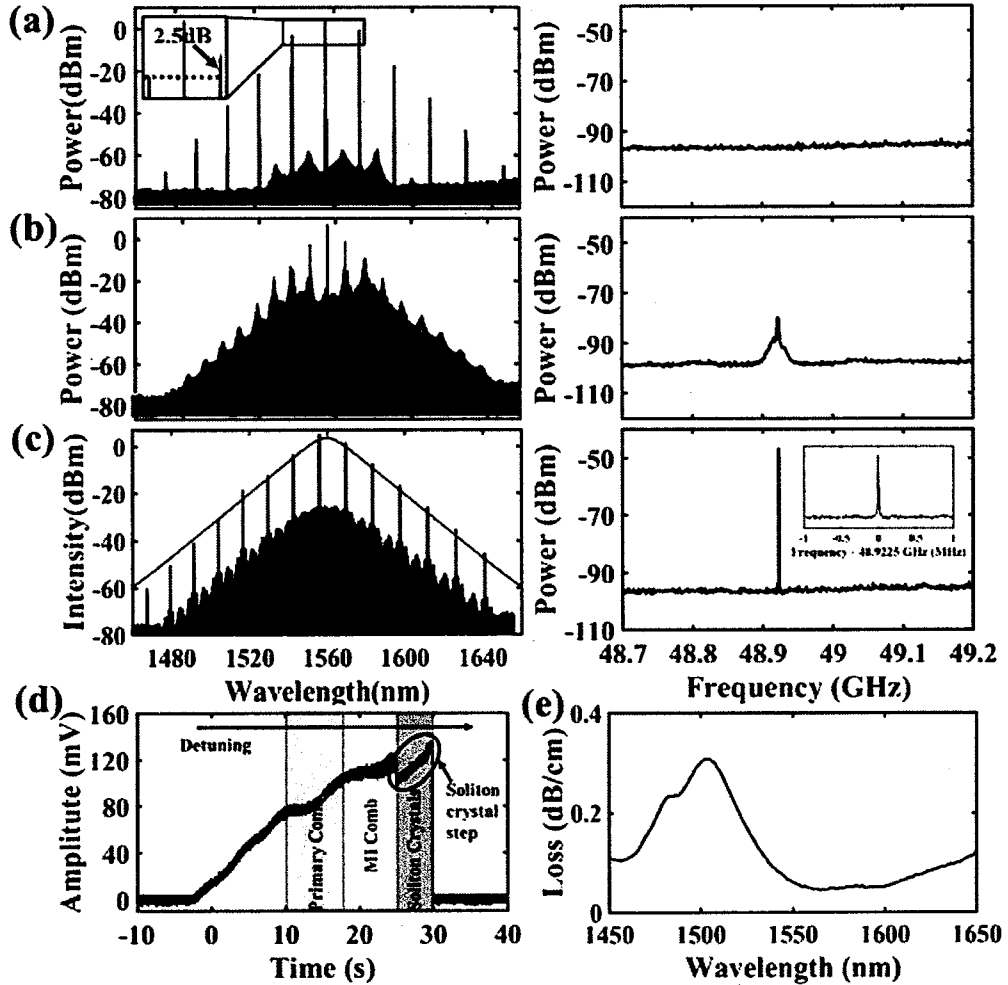


图 5.2 高折射率差掺杂玻璃 MRR 内的光频梳演化。(a) 主梳的光谱图和频谱图；(b) M 频梳的光谱图和频谱图；(c) 单个缺陷孤子晶体频梳的光谱图和频谱图；(d) 当一个谐振峰扫过泵浦光时，MRR 内的光频梳功率变化曲线。(e) 高折射率差掺杂玻璃波导的传输损耗曲线。

Figure 5.2 The evolution of OFCs in a high-index doped silica glass MRR. (a) The optical and RF spectra of primary comb. (b) The optical and RF spectra of MI comb. (c)

The optical and RF spectra of the soliton crystal (with one vacancy). (d) The measured transmission power trace at drop port while sweeping one resonance of the MRR over the pump laser. (e) The transmission loss trace of the high-index doped silica glass waveguide.

实验中泵浦激光器的波长为 1556.3nm，设定 EDFA 的输出功率为 34dBm，调节偏振控制器到一个合适的状态。当一个谐振峰扫过泵浦光时，使用示波器测量得到的光频梳功率曲线如图 5.2 (d) 所示，存在一个明显的“孤子晶体台阶”。“孤子晶体台阶”在功率方面区别于文献中报道的“孤子台阶”^[76]：“孤子晶体台阶”的功率与 MI 频梳的功率相当，甚至可以超高 MI 频梳的功率，主要得益于孤子晶体频梳的泵浦失谐量非常小，这对于慢调方法产生孤子晶体频梳是至关重要的，无需使用复杂的实验技术以克服微腔的热光效应引起的谐振峰漂移；在文献中报道的“孤子台阶”相对于 MI 频梳具有明显的功率下降，微腔内的热光效应使光频梳自终止，因此需要复杂的实验技术来克服腔内的热光效应。从图 5.2 (d) 可以看出，谐振峰扫过泵浦光时，腔内的光频梳经历了主梳、MI 频梳和孤子晶体频梳的演化过程，图 5.2 (a-c) 为这三类光频梳的光谱图和频谱图。主梳各梳齿的频率间隔为 $45 \times \text{FSR}$ ，完全超出了探测器和频谱仪的带宽范围，在 49GHz 处没有频谱成分；由于 MI 光频梳处于高噪态，在 49GHz 处表现为宽带的频谱；当频梳进入孤子晶体态时，只有一个谱线，证明所有的频梳梳齿间隔是一致的，频梳也进入了低噪声状态。

微腔孤子晶体的一个最显著特点是其“手掌形”的光谱。对于如图 5.2 (c) 所示的孤子晶体，在表象上可以看作两套具有 Sech^2 轮廓的光频梳的相干叠加。在时域上，具有较高功率的一套频梳在 MRR 内形成均匀分布的 34 个孤子，而具有较低功率的一套频梳形成一个孤子，该孤子与上述 34 个孤子中的一个反相，产生相干相消效果，最终形成缺位的光子晶体，也被称作 Schottky 缺陷^[202]。在微腔中可以产生众多的孤子晶体形态，将在下节进行介绍。

微腔孤子晶体的产生与腔内的背景波相关^[202]。在高折射率差掺杂玻璃 MRR 中的背景波与两个因素相关，一是模式交叉 (mode-crossing)，将产生的光频梳使用一个偏振分束器进行分光，得到的两个偏振态的光谱图如图 5.3 所示。在 1517nm 处，正交偏振态的光谱具有明显的能量增强，表明该波长附近存在明显的模式交叉。二是波导的非对称性传输损耗，图 5.2 (e) 为实验测得的波导传输

损耗曲线, 在短波长处的损耗明显高于长波长处, 该非对称的传输损耗造成非对称的频梳光谱。如图 5.2 (a) 所示, 与泵浦光对称分布的第一级边频, 长波长边带的能量比短波长边带高 2.5dB。当光频梳进入孤子态时, 这一差别更大 (一方面是由于非对称的传输损耗, 另一方面是由于孤子频梳的拉曼自频移效应[将在后续章节中进行分析])。长波长端的多余能量及模式交叉引起的 1517nm 波长处的多余能量与泵浦光相干涉, 在微腔内产生背景波。在微腔光频梳演化过程中, MI 频梳在 MRR 内形成杂乱的光脉冲序列, 与背景波峰值相重叠的脉冲在腔内竞争中具有优势并不断增强, 最终形成稳定的孤子, 而其它脉冲将在竞争中消失, 从而形成孤子晶体频梳。孤子晶体缺陷的形态及位置与 MI 频梳转换为孤子晶体频梳时的瞬时噪声相关。孤子晶体频梳的时域分布将在下节使用微扰 LLE 进行理论分析。

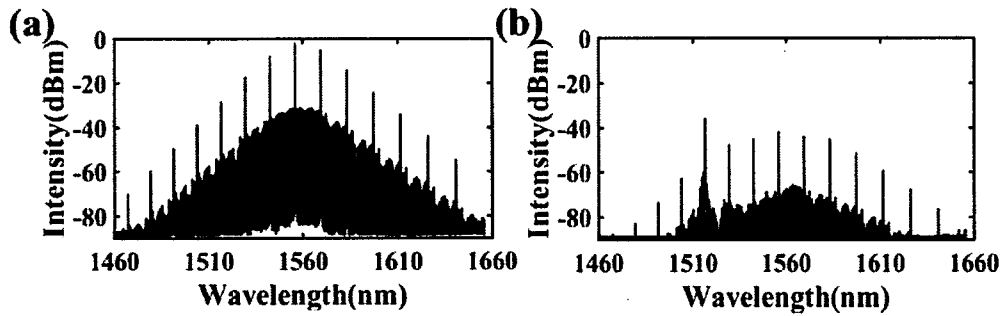


图 5.3 正交分离的孤子晶体频梳光谱图, 1517nm 处存在明显的模式交叉。

Figure 5.3 Orthogonal separated optical spectra of soliton crystal comb. There is obvious mode-crossing at wavelength of 1517nm.

5.1.2 微腔孤子晶体的分类

通过调节泵浦光的偏振态和泵浦功率, 使用温度调节的技术方案可以得到包括理想孤子晶体 (Perfect Soliton Crystal) 在内的多种形态的孤子晶体频梳, 本节首先对理想孤子晶体的特性进行介绍, 并采用扰动 LLE 进行理论仿真, 基于该理论对其它类型的孤子晶体的孤子分布进行理论分析。需要特别说明的是, 我们数值计算的主要目的是为了推测孤子在 MRR 中的分布情况, 在仿真中加入了根据光谱形态推测的孤子分布作为 LLE 的初始条件。

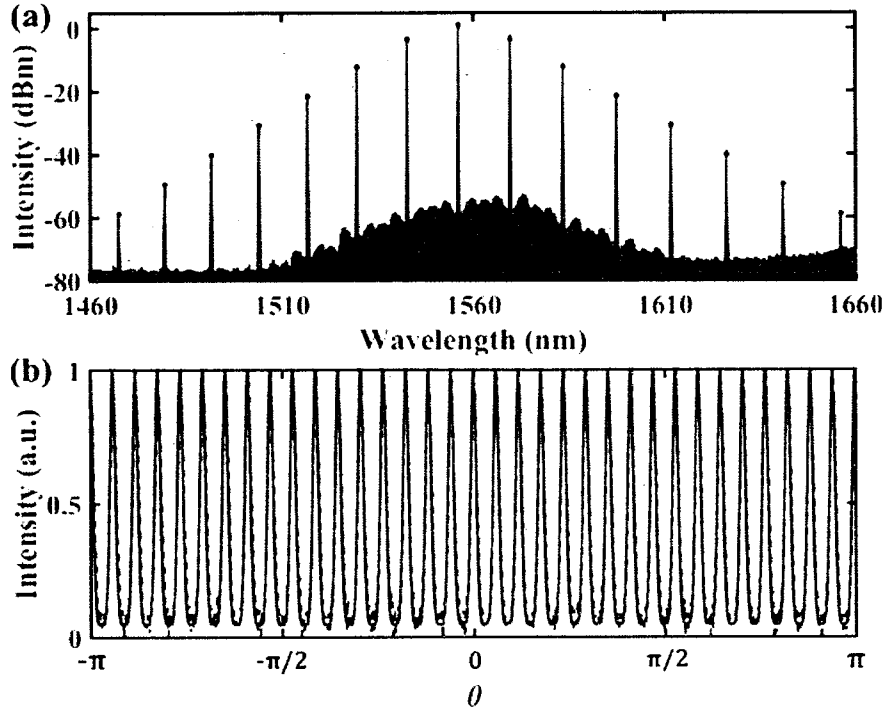


图 5.4 理想孤子晶体的实验（红色）与仿真（蓝色）结果。(a) 理想孤子晶体的光谱图；(b) 理想孤子晶体的自相关曲线。

Figure 5.4 The experimental (red) and theoretical (blue) results of perfect soliton crystal. (a) The spectra of perfect soliton crystal. (b) The AC traces of perfect soliton crystal.

实验得到的理想孤子晶体的光谱如图 5.4 (a) 所示（红色曲线），各个谱线的间隔为 $34 \times \text{FSR}$ ，相当于 1.66 THz 的频率间隔，在时域上，有 34 个孤子均匀地分布在 MRR 内。对于理想孤子晶体，各孤子是均匀分布的，它们的时域分布可以使用自相关仪进行直接测量，图 5.4 (b) 显示了测量得到自相关曲线（红色虚线）。在理论上，采用 LLE 可以得到稳态的单孤子和多孤子频梳，即单孤子和多个孤子频梳都是 LLE 的稳态解，然而，求解 LLE 并不能得到孤子晶体的稳态解，随着仿真时间的增加，孤子将由于孤子间的相互作用而成对消失。幸运的是，采用扰动 LLE 可以得到稳定的孤子晶体解。在我们的仿真中使用的归一化 LLE 为^[179, 212, 228]：

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = -(1 + i\alpha)\psi + i|\psi|^2\psi - i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} + F \quad (5.1)$$

其中 $\psi = \psi(\tau, \theta)$ 表示腔内光场的慢变化包络，无量纲参数 α 表示归一化的泵浦光

失谐量, β_2 为 MRR 的二阶色散系数, θ 为微腔的方位角, 其取值范围为 $[0, 2\pi]$ 。无量纲参数 F 表示外部泵浦, 与泵浦功率有如下关系^[219]:

$$F = \sqrt{\frac{8g_0\Delta\omega_{ext}}{\Delta\omega_{tot}^2}} \frac{P}{\hbar\Omega_0} \quad (5.2)$$

其中 g_0 和 Ω_0 分别表示非线性增益参数和泵浦激光的频率, $\Delta\omega_{ext}$ 和 $\Delta\omega_{tot}$ 分别表示耦合引起的谐振峰线宽和总的谐振峰线宽。归一化的 LLE 方程可以使用分布傅里叶算法进行求解, 为得到稳态的孤子晶体频梳解, 在求解 LLE 时需要加入准周期的初始条件。根据孤子晶体的产生机理, 更改微腔的第 102 个模式处的色散值或失谐量 (相当于添加了模式交叉效应), 同时考虑波导的非均匀传输损耗对腔内光场的影响。又由于微腔内的背景波是产生孤子晶体频梳的主要原因, 在求解 LLE 时, 以孤子晶体光谱推测出来的背景波形式作为仿真的初始条件。在我们的仿真中, 采用如下的表达式构建扰动 LLE 的初始条件:

$$A = A_0 + \sum_n \exp\left\{-\left[\left(\varphi - \frac{2\pi n}{m}\right)/0.1\right]^2\right\} \quad (5.3)$$

其中 A_0 为一个常数, φ 为一个角度, 在 $[-\pi, \pi]$ 区间内取值; m 和 n 为整数, 它们的取值由孤子晶体频梳的光谱结构决定。对于理想孤子晶体的情况, 在 MRR 内同时存在 34 个均匀分布的光孤子, 其初始条件对应的 m 和 n 分别为 34 和 $[-17:17]$, 图 5.4 中蓝色光谱和蓝色孤子分布为仿真得到的结果, 并且仿真结果是稳定的。图 5.4 的数值计算结果与实验结果较好地吻合。在下文中所描述的具有缺陷的孤子晶体的孤子分布具有不规则性, 需要采用互相关的测量手段进行实验测量, 而我们实验室尚不具备该条件, 因此在下面的研究中采用理论模拟的方式研究具有各种缺陷的孤子晶体的孤子分布情况。

在我们的实验中, 通过调节泵浦光功率及其偏振态, 得到不同类型的孤子晶体, 除图 5.4 显示的理想孤子晶体外, 图 5.5 列举了部分实验结果, 包括 Schottky 缺陷孤子晶体(a-i)、Frenkel 缺陷孤子晶体(j)和 Superstructure 缺陷孤子晶体(k)。对于 Schottky 缺陷孤子晶体, 其光谱的结构直接反映出缺位孤子的数量和相对位置, 如: 图 (a) 所示的光谱可看作是两个具有 Sech^2 轮廓光谱的叠加, 这两套光谱形成的孤子相消叠加, 形成了一个缺位的孤子晶体。图 (b-g) 为缺失两个孤子的情形, 这些光谱图中具有较低能量的频梳形成两个孤子, 这两个孤子与具有较高能量的频梳形成的孤子反相, 他们叠加形成具有两个缺位的孤子晶体; 图 (b-

g) 所示孤子晶体的两个缺位孤子之间分别有 0, 1, 2, 3, 8 和 16 个孤子。需要特别提出的是, 图 (g) 所对应的两个缺位孤子在 MRR 内对称分布, 其对应的光频梳的梳齿间隔为 $2 \times \text{FSR}$ 。图 (h) 为具有连续三个缺位的孤子晶体频梳; 图 (i) 为具有四个缺位的孤子晶体, 四个缺位孤子的相对位置如图 (i) 的时域曲线所示。图 (j) 显示了具有 Frenkel 缺陷的孤子晶体, 该孤子晶体具有 32 个孤子, 其中一个相对于标准位置有一定的移位, 其它 31 个孤子均匀分布。图 (k) 显示了具有 Superstructure 缺陷的孤子晶体, 在微腔中同时存在 37 个孤子, 其中有两个孤子的方位角间隔为 $3 \times 2\pi/75$, 而其它所有相邻孤子的方位角间隔都是 $2 \times 2\pi/75$ 。图 (l) 所示的孤子晶体的光谱具有平顶的光谱, 该状态适合于多波长光源应用。该孤子晶体可以与图 (a) 所示的孤子晶体通过温度的微调相互转换, 推测是在单个缺位孤子晶体的基础上增加轻微的扰动而得到。在文献 27 中, 将这种孤子晶体描述为具有不规则间距的孤子晶体。

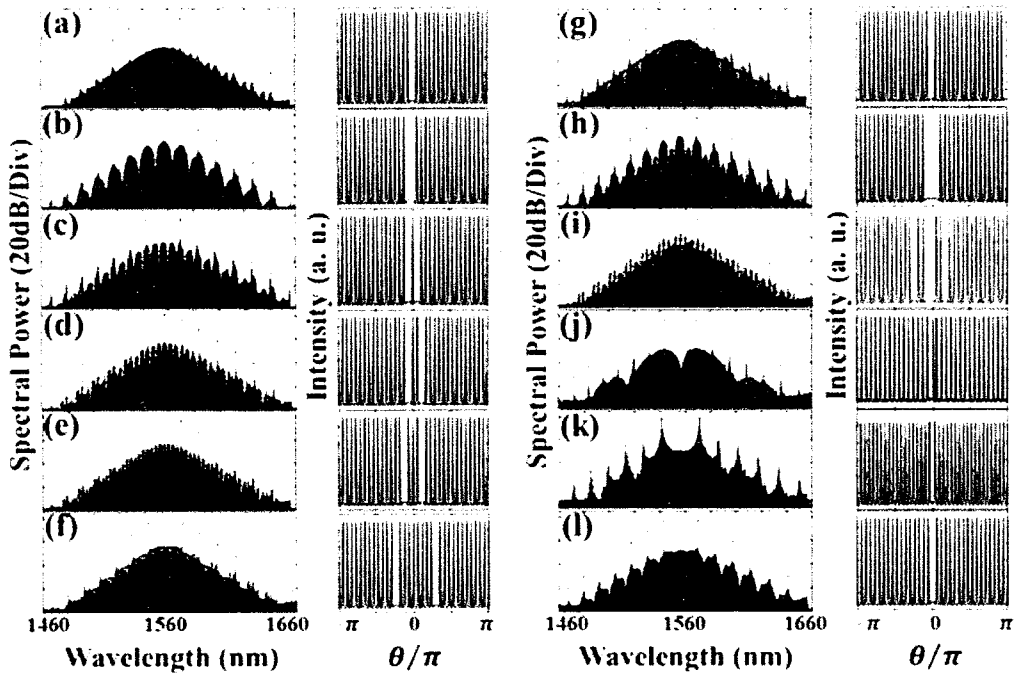


图 5.5 各种形态微腔孤子晶体频梳。红色光谱图为实验结果, 蓝色光谱图为数值仿真结果, 仿真光谱的强度在光谱图上以圆点标注。由扰动 LLE 仿真得到的孤子分布图列于相应光谱图的右侧。(a) 具有单个缺位的孤子晶体; (b)-(g) 具有两个缺位的孤子晶体, 两个缺位孤子的间距分别为 0, 1, 2, 3, 8 和 16。(h) 具有连续三个缺位的孤子晶体; (i) 具有四个缺位的孤子晶体; (j) 具有“Frenkel”缺陷的孤子

晶体；(k) 具有“Superstructure”结构的孤子晶体；(l) 具有平顶光谱（或不规则间距）的孤子晶体。

Figure 5.5 Various SCs in a high-index doped silica glass MRR. The measured optical spectra of SCs are drawn in red color. The numerical simulated optical spectra are shown in blue color with solid circles indicating the power of the comb lines. The simulated temporal traces are listed on the right of the relative optical spectra. (a) Soliton crystal with single vacancy. (b-g) Soliton crystals with dual vacancies, the solitons between the two vacancies are 0, 1, 2, 3, 8 and 16. (h) Soliton crystal with 3 vacancies. (i) Soliton crystal with 4 vacancies. (j) Soliton crystal with “Frenkel” defects. (k) Soliton crystal with “Superstructure” defects. (l) Soliton crystal with flat-top spectrum (with irregular inter-soliton spacings).

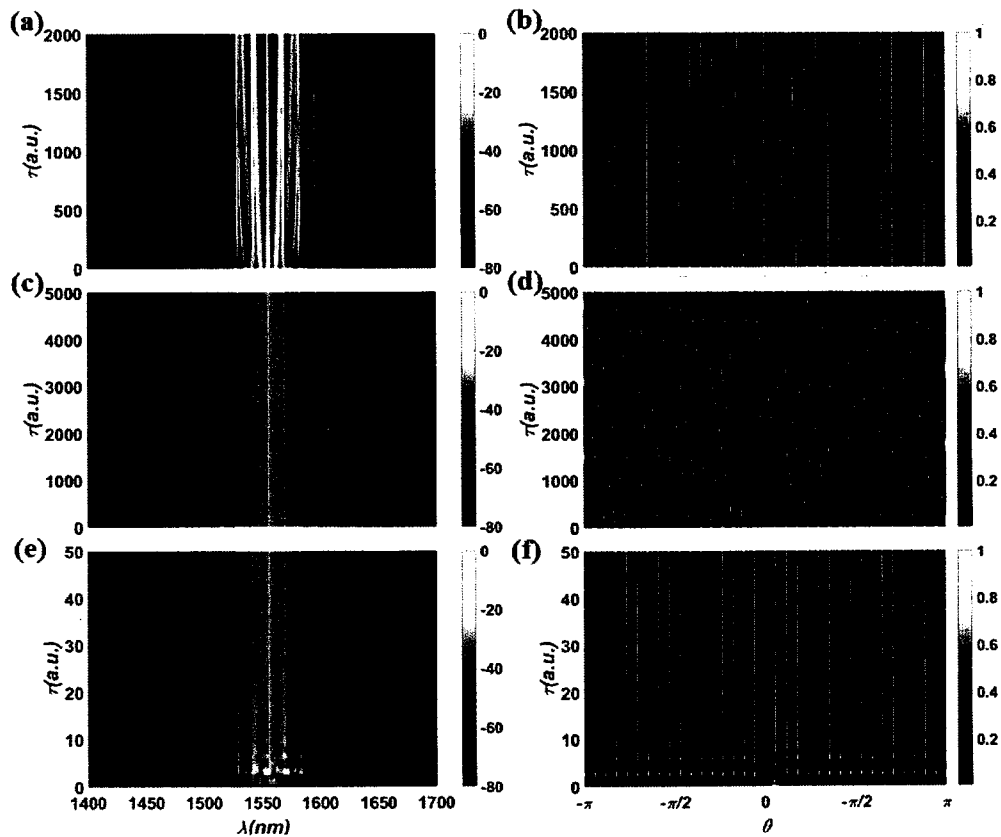


图 5.6 仿真得到的孤子晶体频梳演化图。(a-b) 未加入模式交叉和波导传输损耗效应的孤子晶体频梳演化光谱图和孤子分布图；(c-f) 加入模式交叉和波导传输损耗效应的孤子晶体频梳演化光谱图和孤子分布图。

Figure 5.6 Theoretical evolution process of soliton crystal combs. (a-b) The optical spectrum and temporal soliton evolution without the effects of mode-crossing and un-uniform transmission loss. (c-f) The optical spectrum and temporal soliton evolution with the effects of mode-crossing and un-uniform transmission loss.

在理论上, 使用扰动 LLE 方程对上述具有缺陷的孤子晶体进行仿真, 得到的仿真光谱图和孤子时域分布如图 5.5 蓝色曲线所示。值得强调的是, 上述仿真结果都是扰动 LLE 的稳态解。图 5.6 为仿真得到的光谱和孤子分布演化图。不考虑模式交叉和非均匀传输损耗对扰动 LLE 的影响时, LLE 的解是不稳定的, 不能得到稳定孤子晶体解, 由于孤子在微腔内的相互作用, 孤子的间距会随仿真时间发生变化, 光谱也是不稳态的, 如图 5.6 (a-b)所示。而考虑模式交叉和非均匀传输损耗的影响后, 仿真得到的孤子晶体解为稳态解, 当腔内光场演化为孤子晶体后, 光谱和孤子分布在腔内是稳定的, 如图 5.6(c-f)所示。

总之, 在我们孤子晶体产生实验中, 得到了包括理想态孤子晶体和具有多种缺陷的孤子晶体, 实验中的各种孤子晶体都具有良好的稳定性, 并可以使用扰动 LLE 进行理论模拟, 对后续的孤子晶体频梳应用和孤子相互作用的研究都具有重要的意义。

5.1.3 泵浦的失谐量测量

微腔光孤子频梳的产生通常要求泵浦光位于微腔谐振峰的红失谐处, 因此在产生孤子频梳时需要克服微腔的热光效应。而孤子晶体频梳可以采用 TEC 温度调节的方式产生, 其泵浦光的失谐量是研究慢调方式可行性的一个重要参考量。因此测量光频梳的失谐量对于研究光频梳的形成机理研究具有重要的意义。

光频梳的失谐量可以利用一个辅助探测光进行测量^[218], 图 5.7 为失谐量测试的实验原理图。对于上下话路型 MRR, 探测光可以从 Add 端口输入, 相对于从 Through 端口输入, 具有两点优势, 一是 Add 端口和 Input 端口的相互串扰较小, 在探测光方无需高功率器件; 二是 Drop 端口的频梳光功率较大, 泵浦光功率相对较小, 对于采用拍频方式测试失谐量来说, 具有更高的对比度, 易于测试。实验中探测光的功率设置为-3dBm, 探测光的功率足够低, 对孤子晶体频梳的影响可以忽略。一个可调谐滤波器滤出待测的光波, 利用一个光谱分析仪监控滤波器的设置情况。得到的光信号由一个光电探测器进行探测并由一台示波器记录探

测波形。当扫频激光器的光波扫过一个光频梳梳齿所在的谐振峰时，直接从 Drop 端口输出的探测光光强反映出谐振峰的位置，同时探测光与频梳梳齿的拍频信号的频率反映出频梳梳齿的位置。示波器测量得到的拍频信号如图 5.8 所示，图 (a-e) 分别对应于图 5.7 插图孤子晶体的 S2、S1、Pump、I1 和 I2 频梳梳齿。为更清楚地观测谐振峰和频梳线的位置，将测得的拍频波形经过一个低通数字滤波器，得到波形如图 5.8 (f-j) 所示。

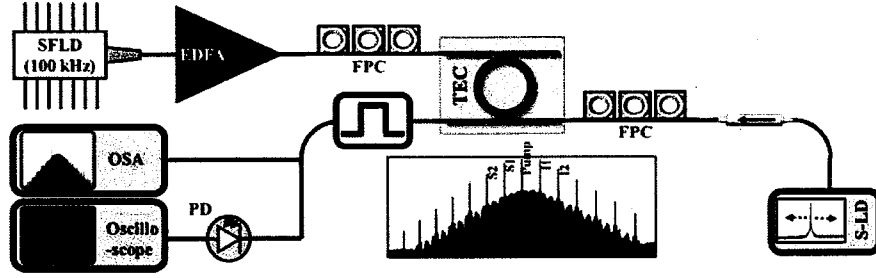


图 5.7 孤子晶体频梳失谐量的测试原理图。SFLD: 固定频率的半导体激光器; EDFA: 光纤放大器; FPC: 光纤偏振控制器; TEC: 热电制冷器; PD: 光电探测器; OSA: 光谱分析仪; S-LD: 扫频激光器。

Figure 5.7 Experimental setup for soliton crystal comb detuning measurement.

SFLD: SFLD, single frequency laser diode; S-LD, sweeping laser diode; EDFA, Erbium doped fiber amplifier; FPC, fiber polarization controller; TEC, thermoelectric cooler; PD, photodiode; OSA, optical spectrum analyzer.

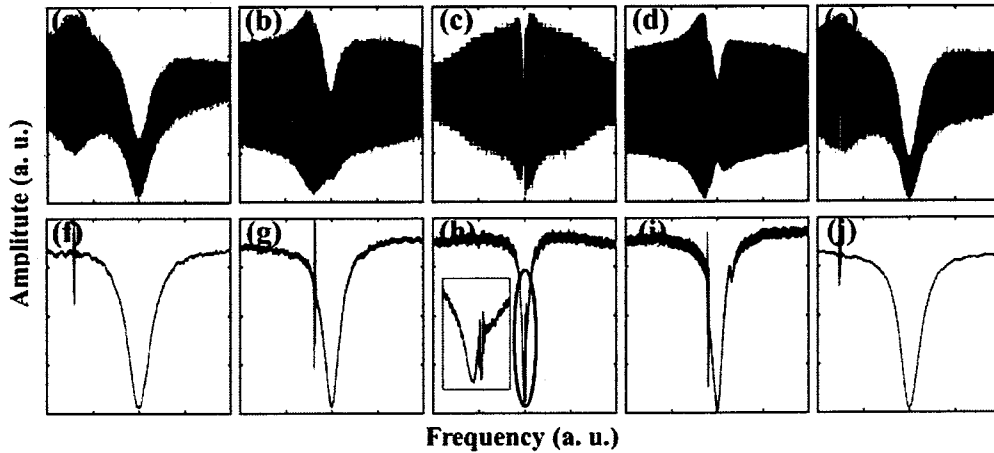


图 5.8 孤子晶体频梳失谐量的测试结果。(a-e)为示波器记录的波形图; (f-j)为经过低通数字滤波器后的波形图。

Figure 5.8 Experimental results of detuning measurements. (a-e) The measured beating waveforms. (f-j) The waveforms of (a-e) after a digital low-pass filter.

其中图 5.8 (c) 和图 5.8 (h) 对应于泵浦光的失谐量测试波形图, 可以明显地看出来, 泵浦光位于谐振峰的红失谐处, 因此当进入孤子晶体态时, 光频梳的能量有所下降; 泵浦光的失谐量约为 0.13 倍的谐振峰线宽, 此时耦合进谐振峰的光功率并没有大幅度的下降, 因此光频梳的演化过程表现出图 5.2(d) 所示的功率波形。图 5.8 所示的测量结果显示, 除泵浦光外, 其余的频梳谱线大多处于蓝移处, 即处在热稳态的失谐处, 根据计算 MRR 内处于蓝失谐的频梳成分的能量占到整个腔内光场能量的 50% 以上 (见下节), 因此整个光频梳处于热稳态。这与图 5.2 (d) 所示的功率波形曲线完全吻合。

5.1.4 微腔孤子晶体的转换效率

为得到稳定的孤子频梳, 在微腔内必须实现两个平衡: 一是微腔频梳的参量增益完全抵消频梳在微腔内的传输损耗; 二是孤子脉冲的色散展宽应被孤子的非线性相移 (自相位调制效应) 完全补偿^[220]。根据光孤子理论, 双曲正割孤子的峰值能量满足如下关系^[221-224]:

$$P_0 = |\beta_2|/\gamma T_0^2 \quad (5.4)$$

其中 β_2 和 γ 分别为腔的二阶色散和非线性系数, T_0 为孤子脉冲的脉宽。因此对于特定的微腔, 腔内的孤子都具有相同的特性, 因此孤子频梳的腔内能量被量化 (孤子能量与泵浦功率及其失谐量有关)^[206, 220], 与孤子数成正比, 这一点可以从微腔频梳能量随泵浦失谐量的变化曲线看出 (图 5.9)^[76]。微腔频梳从状态 V 进入孤子态, 并呈台阶式下降, 每个台阶表示孤子数的相应减少。

正由于微腔内的孤子能量被量化, 光频梳的能量随孤子数的增多而增大, 即微腔频梳的转换效率随孤子数的增多而提升。对于前期报道的孤子频梳只存在几个孤子甚至一个孤子, 因此频梳的转换效率较低, 这也可以从泵浦光的失谐量看出来 (图 5.9), 随着孤子数的减少, 泵浦光的失谐量单调地增大, 随着失谐量的增大耦合进入微腔的泵浦能量持续减少, 因此其转换效率极低。对于单孤子状态的频梳, 其光频梳转换效率的理论计算结果如图 5.10 所示^[225], 虽然在腔内的频梳转换效率可以达到 69.2%, 但由于其失谐量过大, 大部分能量并不能耦合进微腔, 故其总的转换效率只有 2.5%, 大部分的泵浦能量将直接从 Through 端口输

出。

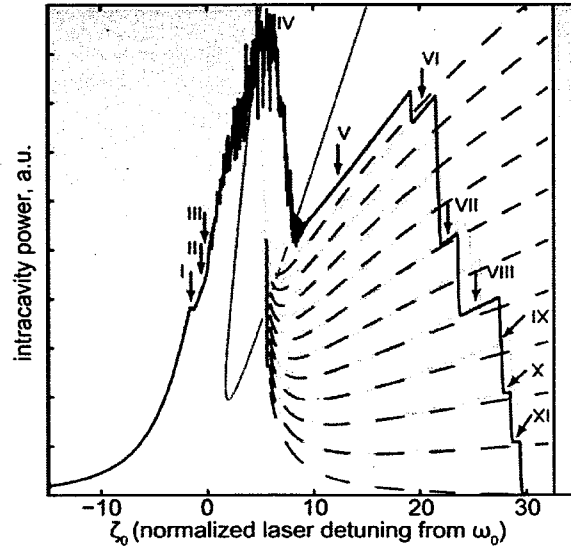


图 5.9 腔内光场能量随泵浦失谐量的变化曲线^[76]。

Figure 5.9 Intracavity power during a laser sweeping over a resonance of a micro-resonator^[76].

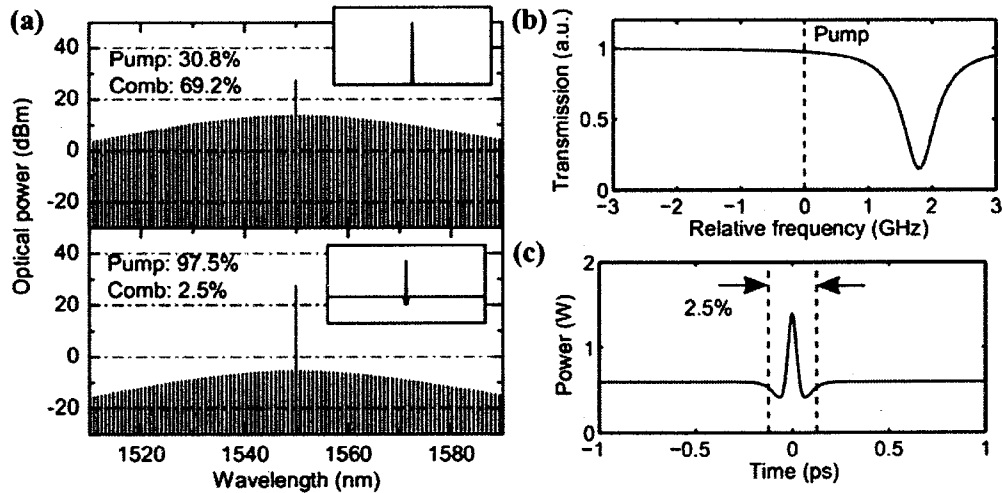


图 5.10 单孤子频梳转换效率的理论计算结果^[225]。(a) 腔内和 Through 端口输出频梳的光谱图。(b) 单孤子频梳的泵浦光失谐；(c) 单孤子频梳的时域脉冲及其转换效率。

Figure 5.10 The theoretical conversion efficiency of single soliton in a micro-resonator.

(a) Optical spectra of the intracavity comb and the output comb from the through port. (b) Effective pumped resonance and effective detuning in comb operation. (c) The temporal

soliton and its conversion efficiency^[225].

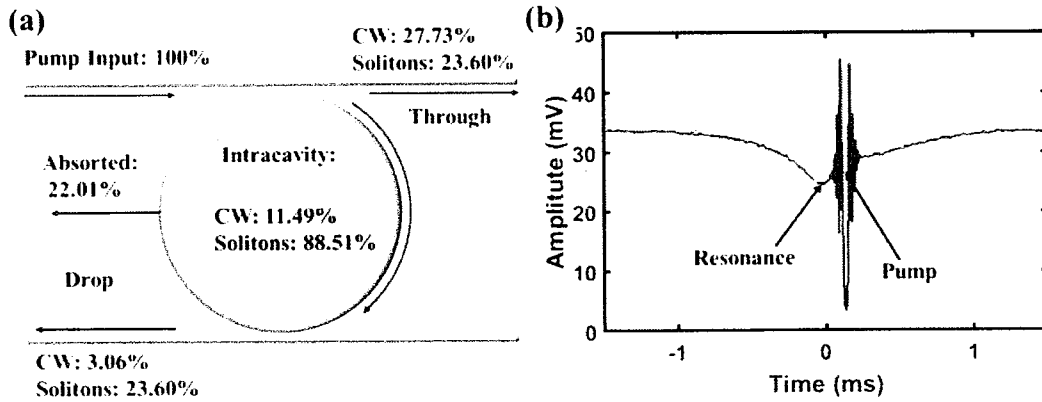


图 5.11 理想孤子晶体频梳的转换效率示意图。(a) 理想孤子晶体频梳的泵浦能量流向图；(b) 泵浦光失谐量测试结果。

Figure 5.11 The conversion efficiency of perfect soliton crystal comb. (a) Measured energy flow chart of the perfect soliton crystal. (b) Effective resonance and the pump detuning of the perfect soliton crystal.

对于我们实验中观察到的理想孤子晶体频梳，孤子数量达到 34 个，在微腔内孤子的能量占到腔内总能量的 88.51%，而总的转换效率（定义为孤子能量除以输入波导中的泵浦能量）也提升到 47.2%，光场能量的流向如图 5.11 (a) 所示。孤子晶体高的转换效率主要得益于泵浦光的相对较小的失谐，图 5.11 (b) 为实验测得的泵浦失谐量，因此大部分的泵浦光能够耦合进入 MRR 并参与光频梳的产生。

5.1.5 微腔孤子晶体频梳的稳定性分析

微腔孤子晶体频梳的稳定性表现在两个方面，一是利用热调的方式，可以稳定地产生孤子晶体频梳；二是产生孤子晶体后，光频梳的抗外界干扰能力。

正是由于腔内孤子数的增多，使腔内的总能量与其前一个频梳状态（MI 频梳）的能量近似相等，在转化为孤子晶体频梳时腔内温度不会产生大的波动，因此孤子晶体可以通过慢速扫频或调温的方式产生。然而孤子晶体的产生要求泵浦功率在一定的范围内，为得到孤子晶体对泵浦功率和失谐量的要求，采用扫频的方法求解 LLE，得到腔内光频梳的功率变化曲线，在不同功率值时，得到的腔内光频梳功率变化曲线如图 5.12 (a) 所示。当泵浦功率较低时 ($F=4$)，腔内光功

率曲线存在一个与 MI 频梳功率近似的台阶，类比我们的实验结果，该台阶即为孤子晶体台阶；而当泵浦功率较高 ($F=8$) 时，功率变化曲线上不再出现与 MI 频梳功率近似的台阶，而是功率快速下降，同时出现了呼吸子和孤子台阶。通过遍历不同的泵浦功率值并记录下各种频梳状态的失谐量，利用拟合的方式得到如图 5.12 (b) 所示的光频梳状态区域图。孤子晶体被限定在一个很小的区域，对泵浦功率有着严格的要求，这与实验中观察到的情况相一致。

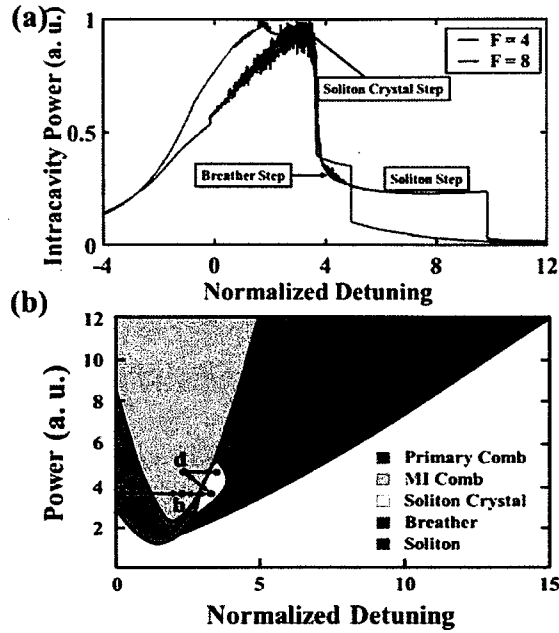


图 5.12 光频梳状态演化图。(a) 数值计算得到的不同泵浦功率情况下腔内光场能量随泵浦失谐的变化曲线；(b) 微腔光频梳的状态区域图，在微腔中存在主梳、M 梳、孤子晶体梳、呼吸子频梳和孤子频梳五种频梳状态。通过温度或者泵浦功率的调节，微腔频梳可以在 M 频梳和孤子晶体频梳间相互转化。

Figure 5.12 The optical frequency comb evolution. (a) Normalized intracavity power evolution with pump detuning for different pump power. (b) Schematic of the comb transformation flow chart in a high-Q MRR. The colored regimes correspond to primary combs (green), chaotic MI combs (pewter), stable solitons (red), soliton crystals (yellow). The soliton crystals can interconvert with MI combs repeatedly by forward and backward tuning the TEC temperature or the pump power.

随着微腔工作温度的降低，腔内频梳从主梳 (a 点) 经 MI 态 (b 点) 进入孤

子晶体态 (c 点)。通过温度或者泵浦功率的来回调节, 可以实现 MI 频梳与孤子晶体频梳的相互转换, 在图中分别对应 b 与 c 和 c 与 d 的相互转化。当增加的泵浦功率不是很大时, 可以通过温度调节将频梳转化到 c 点。可以实现孤子晶体频梳与 MI 频梳的相互转化主要得益于这两种状态光频梳的腔内能量相当, 微腔的热效应对其相互转化的影响很小。以上实验显示, 孤子晶体频梳相对于其它孤子态频梳具有较好的可操作性。

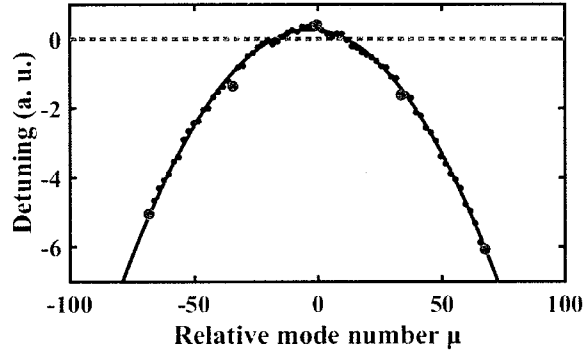


图 5.13 单个缺陷孤子晶体的失谐测试结果。

Figure 5.13 The detuning measured results of soliton crystal with a single vacancy.

图 5.2 (d) 所示的腔内光频梳能量曲线显示, 孤子晶体频梳的能量能够随着温度的降低进一步的升高, 即具有很好的热稳定性。众所周知, 只有光波位于腔的蓝失谐处时, 才能表现出优良的热稳定性。我们的频梳失谐量测试结果显示, 当进入孤子晶体频梳态时, 泵浦光处于腔的红失谐处, 而大部分的光频梳梳齿则位于蓝失谐处 (如图 5.13 所示), 并占据了超高 50% 的腔内能量, 这与进一步降低温度, 腔内功率有所升高的趋势相一致。一旦有超高 50% 的腔内频梳能量处于红失谐状态, 进一步降低温度将会引起孤子晶体频梳的自终止。在我们实验中, 一旦进入孤子晶体频梳态, 无需对实验室环境或泵浦源进行特殊的控制, 孤子晶体频梳会在数小时内稳定地存在, 充分显示了孤子晶体频梳的鲁棒性。总之, 孤子晶体频梳在产生和维持方面都表现出很好的稳定性, 这对于频梳的工程应用具有重大的意义。

5.2 孤子晶体频梳的拉曼自频移效应

微腔中的飞秒孤子具有较高的峰值能量和超短的脉宽, 可以在微腔中激发自陡峭效应、孤子内受激拉曼散射等高阶非线性效应, 其中受激拉曼散射广泛地

存在于自然界的非晶介质中,与三阶非线性材料的分子振荡响应相关。在光纤中,超短飞秒脉冲的受激拉曼散射已经在超连续谱产生及孤子传输等领域得到广泛地研究^[226-229]。由于孤子的拉曼自频移效应,随着孤子在光纤中的传输,孤子的光谱向长波长方向漂移^[230-233]。在微腔光孤子的实验中,腔孤子的拉曼自频移现象也被预测并观察到^[188, 234, 235]。

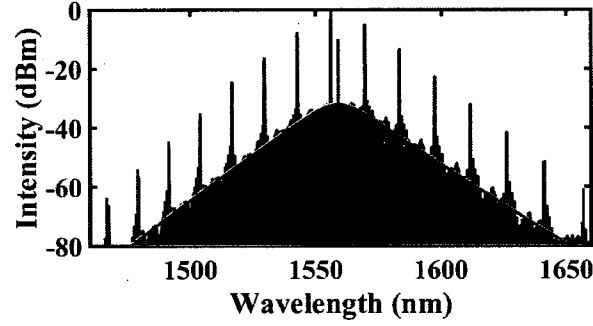


图 5.14 单个缺位的孤子晶体的实验（红色）和仿真（蓝色）光谱图。绿色曲线为 Sech^2 函数拟合曲线, 拟合曲线的中心位于 1559.5nm 处, 相当于拉曼自频移为 3.2nm ($8 \times \text{FSR}$)。

Figure 5.14 The experimental and theoretical optical spectra of soliton crystal with a single vacancy. The blue line is the Sech^2 fitting curve of the optical spectral envelope. The central wavelength of the optical spectrum is 1559.5nm, corresponding to 3.2nm ($8 \times \text{FSR}$) frequency shift.

拉曼自频移现象可以通过在 LLE 中添加拉曼项进行建模和仿真:

$$i \frac{\partial A}{\partial T} = \frac{c\beta_2}{2n_0} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - g|A|^2 A - \left(i \frac{\kappa}{2} - \delta\omega\right) A + i \sqrt{\frac{\kappa\eta P_{in}}{\hbar\omega_0}} + g\tau_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial t} \quad (5.5)$$

$$g = \frac{\hbar\omega_0^2 n_2 D_1}{2\pi n_0 A_{eff}} \quad (5.6)$$

其中 A 表示腔内光场的慢变化包络, T 和 t 是时间的慢变和快变量, g 表示克尔非线性增益系数, $\kappa = \omega_0/Q$ 为孤子模式所对应的功率耗散率, P_{in} 为泵浦功率, c 、 n_0 、 n_2 和 β_2 分别为光速、微腔的折射率、非线性系数和二阶色散系数, $D_1/2\pi$ 为微腔的 FSR, $\eta = Q/Q_E$ 为耦合系数, 其中 Q 和 Q_E 是总的和耦合耦合品质因子, A_{eff} 为波导的有效模式面积, τ_R 为拉曼时间常数。采用四阶龙格-库塔法求解方程 5.5, 对于单个缺位的孤子晶体, 我们的仿真结果和实验结果如图 5.14 所示, 仿

真中用到的参数如下: $P_{in} = 0.4W$, $\tau_R = 3fs$, $\frac{D_1}{2\pi} = 48.92GHz$, $n_0 = 1.56$, $n_2 = 1.15 \times 10^{-19}m^2/W$, $\beta_2 = -43ps^2/km$, $A_{eff} = 4.8\mu m^2$, $Q = 1.45 \times 10^6$, $Q_E = 2.885 \times 10^6$, $\delta\omega = 2.35$ 。对于单个缺位的孤子晶体,在增加拉曼自频移后,其仿真结果如图 5.14 的蓝色曲线所示,红色光谱为实验结果,理论和实验很好地吻合。图中绿色曲线为 $Sech^2$ 函数的拟合曲线,拟合曲线的中心波长为 1559.5nm,其拉曼自频移量为 346GHz,约 3.2nm,相当于 $8 \times FSR$ 。采用上述参数,对其它类型的孤子晶体进行仿真,仿真光谱与实验光谱相一致,如图 5.15 所示。

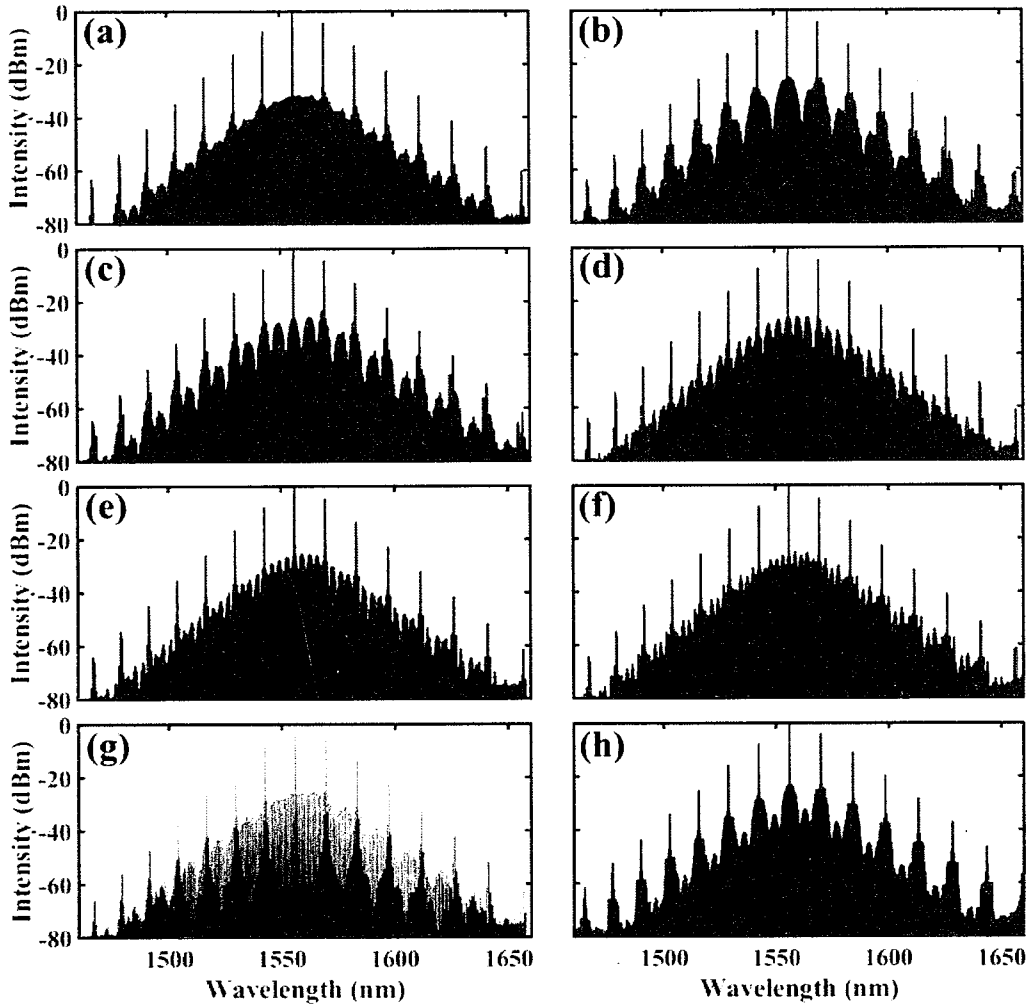


图 5.15 增加拉曼自频移项后的仿真与实验光谱图,其拉曼自频移量约为 $8 \times FSR$ 。

Figure 5.15 The simulated and experimental optical spectra with Raman self-frequency shift. The frequency is shifted about $8 \times FSR$.

5.3 孤子晶体频梳的线宽和短时间重频稳定性

5.3.1 延时自外差法测量光波线宽和短时间频率稳定性基础

多波长光源是光频梳的一个重要应用。在相干通信系统中，对激光器的线宽提出了苛刻的要求，图 5.16 绘出了不同通信速率条件下，BPSK 调制方式对激光器线宽的需求曲线。对于目前的空分复用激光通信系统，速率通常在 1~10Gbps，要求激光器的线宽在 3~12kHz 范围内^[236,237]，目前市场上的窄线宽激光器体积较大，价格昂贵，特别是对于波分复用空分复用激光通信系统，激光器成本在整个通信系统中占据较大的比例。可实现片上集成的多波长窄线宽光源对于无线激光通信极具吸引力。同时高阶（如 64QAM）调制光通信系统要求激光器的线宽在 kHz 量级，因此产生稳定的多波长光源对于光通信系统传输速率的提升具有重要的意义。基于微腔的克尔光频梳具有较高的重复频率（从 1GHz 到 THz），通过微腔设计可以实现与波分复用系统兼容的光频梳，并且具有小型化集成的天然优势，因此微腔克尔光频梳是波分复用光通信系统的理想光源。

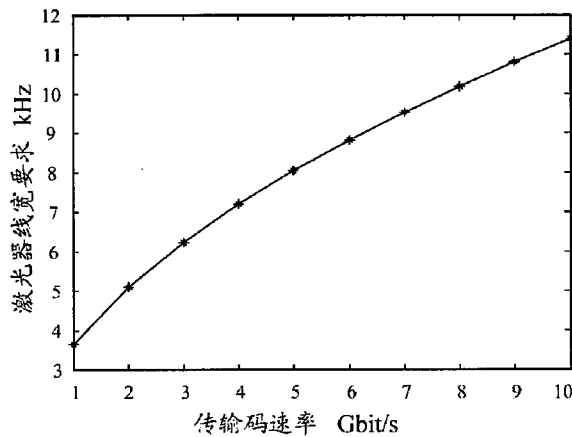


图 5.16 BPSK 光通信系统传输速率与所需激光器线宽的对应关系^[236]

Figure 5.16 The linewidth demand of BPSK optical communication systems with different bit rate^[236].

光钟是克尔光频梳的另一个重要应用方向^[217]，对光频梳的频率稳定性要求极高，为实现高稳定性的光频梳，行业内普遍采用的方案是自参考锁频技术。自参考锁频技术可以采用“f-2f”或者“2f-3f”的技术方案，对于“f-2f”方案，要求光频梳的带宽达到一个倍频程，目前在 SiN 微腔内已经实现了倍频程的孤子光频梳^[83,86]，对于带宽小于倍频程的孤子频梳，可以使用高非线性光纤进行光谱的展

宽，以达到“f-2f”自参考稳频的需求^[238, 239]。“2f-3f”自参考稳频技术方案以增加系统复杂度的方式放宽了对光频梳带宽的需求，采用该方案已经实现了稳定度为 $\sim 10^{-12}$ (0.1s 平均时间)的光频梳^[87]。也可以将克尔光频梳锁定到一个给定的光频梳或激光器上，以达到稳频的目的，利用该方法实现了 2.7×10^{-16} 稳定度的克尔光频梳^[240]。已报道的频梳稳定性指标都是基于频率计数器的测量方法，通常使用秒均或百秒均的方案，因此其指标并不能真实地反映频梳的实时稳定性。

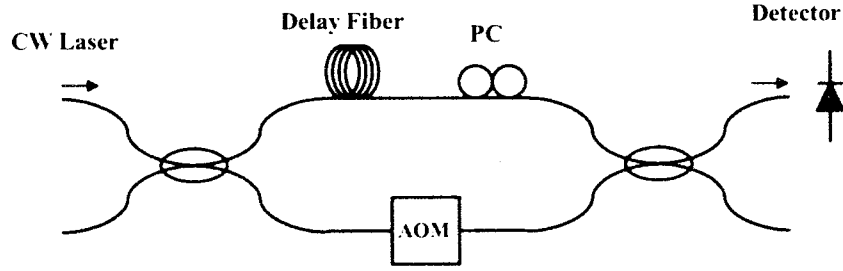


图 5.17 延时自外差法的原理示意图。CW 连续波；PC 偏振控制器；Delay Fiber 延时光纤；Detector 探测器；AOM：声光调制器。

Figure 5.17 The schematic of the delayed self-heterodyne method. CW: Continuous Wave, PC: polarization controller, AOM: Acousto-Optic Modulator;

频梳线宽和频率稳定性都是反映光波频率波动的指标，线宽表征光波相位变化所等效的光波频率波动，而频率稳定性则指的是相对慢速的频率变化，因此这两项指标都可以通过延时自外差法进行测定^[241]，图 5.17 为该方法的原理示意图，入射光波可以表示为：

$$E(t) = E_0 \exp[j\omega_0 t + \phi(t)] \quad (5.7)$$

其中 E_0 、 ω_0 、 $\phi(t)$ 分别为入射光波动振幅、角频率和初相位。探测器光电流强度的二阶自相关函数为：

$$G_{ET}^{(2)}(\tau) = \langle E_T(t)E_T^*(t)E_T(t+\tau)E_T^*(t+\tau) \rangle \quad (5.8)$$

其中 τ 为延时光纤的延时时间。将 5.7 式带入 5.8 式并化简得到光电流的功率谱密度（PSD）表达式为：

$$S_s(\omega) = \frac{\alpha^2}{2} I_0^2 \frac{\frac{2}{\tau_c}}{\left(\frac{2}{\tau_c}\right)^2 + (\omega - \Omega)^2} \left\{ 1 - e^{-\frac{2\tau_d}{\tau_c}} \left[\cos(\omega - \Omega)\tau_d + \frac{2}{\omega - \Omega} \sin(\omega - \Omega)\tau_d \right] \right\} + \frac{\pi}{2} \alpha^2 I_0^2 e^{-\frac{2\tau_d}{\tau_c}} \delta(\omega - \Omega) \quad (5.9)$$

其中 α 为干涉仪两臂的分光比， I_0 为总的入射光强， τ_d 为延时光纤的延时时间， τ_c

为待测光场的相干时间， Ω 为声光调制器的频移量。

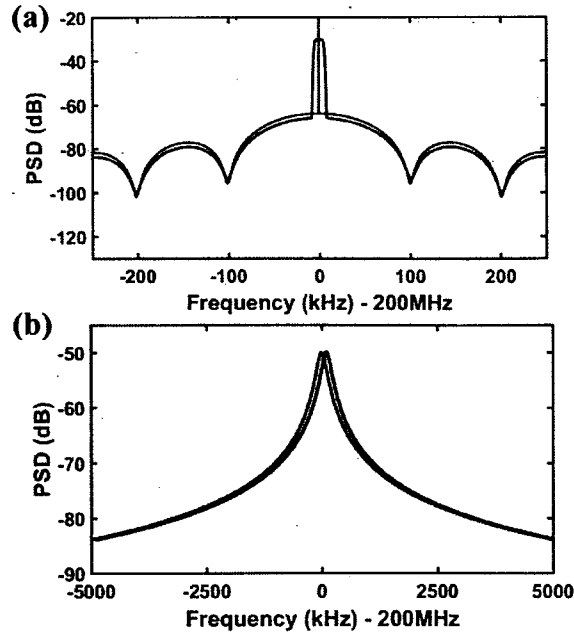


图 5.18 理论计算的光电流功率谱密度 (PSD)。(a) τ_c 远大于 τ_d 时，延时自外差测量系统光电流的 PSD 谱；(b) τ_c 远小于 τ_d 时，延时自外差测量系统光电流的 PSD 谱；红色曲线为理想情况下的 PSD，蓝色曲线为光波中心频率叠加 10kHz 带宽的超高斯波动时的 PSD 谱。

Fig. 2 Theoretical power spectral density (PSD) of the photocurrent. (a) The calculated PSD when the optical coherent time is larger than the relative delay time. (b) The calculated PSD when the relative delay time is larger than the optical coherent time. Red lines show the case of without central frequency fluctuation. Blue lines present the PSD with central frequency fluctuation of super-Gaussian distribution of 10kHz.

当 τ_c 大于 τ_d 时，PSD 表达式的后三项不可以忽略，特别是最后一项表现为一个狄拉克函数，此时的 PSD 谱如图 5.18 (a) (红色曲线) 所示。对于大多数激光器而言，其中心频率并不是一个稳定值，假定激光器的频率的分布为以 ω_0 为中心的超高斯 (或弦波) 分布，通常超高斯分布的带宽与所考虑的延时时间相关。对于如图 5.16 所示的延时自外差测量系统，相当于 AOM 的频移量上叠加了一个超高斯 (或弦波) 的频率噪声，当超高斯的带宽为 10kHz 时，计算得到的 PSD 谱如图 5.17 (a) 的蓝色所示，PSD 谱的 3dB 带宽即反映出光波在光纤延时时间内的频率波动。而当 τ_c 远小于 τ_d 时，PSD 表达式的后三项可以忽略，测试 PSD 为

一个洛伦兹曲线（图 5.17 (b) 所示）；如果光波频率波动范围小于其线宽，则难以从 PSD 中分离出线宽和频率波动。

5.3.2 孤子晶体频梳的线宽及短时间重频稳定性测量

如上节所述，使用延时自外差法测定光频梳频率稳定性时要求频梳相干时间远大于延时时间。在我们的实验中，使用一台线宽为 100Hz 的光纤激光器作为其泵浦源，采用如图 5.1 (a) 所示的实验方案，得到不同形态的孤子晶体频梳。图 5.19 (a) 为理想孤子晶体频梳的光谱图，在 MRR 内有 27 个均匀分布的孤子。每个梳齿的频率 f_μ 可以表示为：

$$f_\mu = f_{\text{pump}} + \mu \cdot f_{\text{rep}} \quad (5.10)$$

其中 f_{pump} 和 f_{rep} 分别表示泵浦光的频率和频梳的重复频率， μ 为所测量梳齿相对于泵浦光的模式数。第 μ 阶模式的频率波动 Δf_μ 可以表示为：

$$\Delta f_\mu = \Delta f_{\text{pump}} + \mu \cdot \Delta f_{\text{rep}} \quad (5.11)$$

其中 Δf_{pump} 和 Δf_{rep} 分别表示泵浦光的频率波动和频梳重频的波动。频梳的重频波动在第 μ 阶模式处被放大了 μ 倍。其中泵浦光、第 27 阶和第 54 阶模式分别表示为 Pump、S1 和 S2。

延时光纤为 2km 和 25km 时（延时时间分别为 10 μ s 和 125 μ s），分别测试 Pump、S1 和 S2 的 PSD 谱，相应的测试结果分别如图 5.19 (b) 和图 5.19 (c) 所示。图 5.19 (b) 中 S1 和 S2 的干涉条纹相对应 Pump 光只有微弱的恶化（主要是由频率不稳定性引起），这与锁相频梳线宽的测量结果相一致^[242]，说明频梳的线宽与泵浦线宽保持一致。PSD 谱的一个显著特征是 S1 和 S2 具有平坦的顶部，这主要是由频梳的重频不稳定所引起，其带宽随着频梳模式数的增多而增大。图 5.19 (b) 对应于 10 μ s 内频梳重频的波动，S1 波动量为 2.08kHz，S2 的波动量为 3.54kHz，因此在 10 μ s 时间内，频梳重频的波动量为 54.1Hz。图 5.19 (c) 对应于 125 μ s 延时的 Pump、S1 和 S2 的 PSD 谱，S1 波动量为 14.31kHz，S2 的波动量为 28.02kHz，因此在 125 μ s 时间内，频梳重频的波动量为 507.8Hz。

为了更加精确地测量频梳的重频稳定性，采用上述的方法，我们对单个缺位孤子晶体频梳进行相同的测试，测试结果如图 5.20 所示。图 5.20 (a) 为单个缺位孤子晶体的光谱图，其插图显示了 27 个孤子的分布情况。图 5.20 (b) 为延时光纤为 2km 时测得的梳齿频率波动与频梳模式的关系曲线，随着模式数的增加，

频梳梳齿的频率波动量呈线性增长，由公式 5.11 可以看出，频梳梳齿的频率波动量增长的斜率反映了频梳的重频波动。图 5.20 (c) 为延时光纤为 25km 时的测量结果。分段线性拟合结果如图中蓝色直线所示，拟合直线可以表示为：

$$\Delta f_{2km} = 550 + 53.24 * \mu \quad (5.12)$$

$$\Delta f_{25km} = 1000 + 509.32 * \mu \quad (5.13)$$

从上面两式可以看出频梳重频在 10 μ s 和 125 μ s 时间内的波动量分别为 53.24Hz 和 509.32Hz，泵浦激光器在 10 μ s 和 125 μ s 时间内的频率波动量分别为 550Hz 和 1000Hz，忽略了声光调制器驱动射频信号的频率波动。

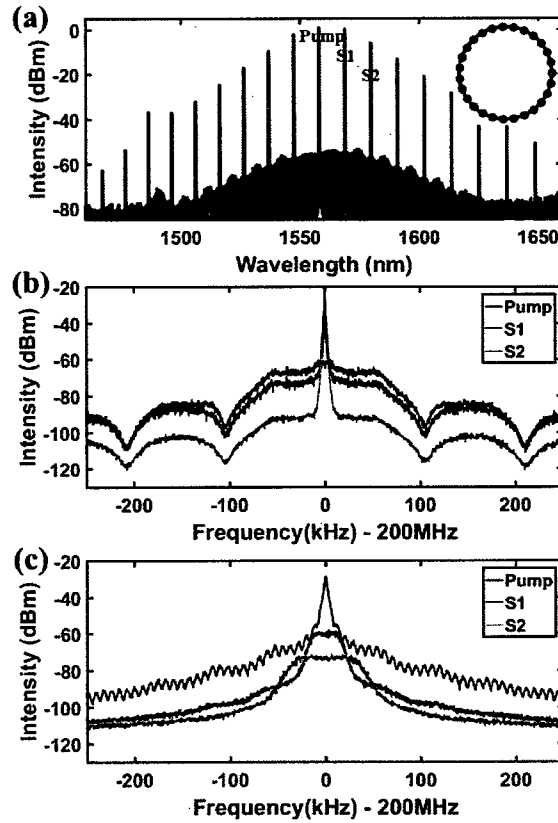


图 5.19 理想孤子晶体重频线宽测试结果。(a) 理想孤子晶体频梳的光谱图，微腔内有 27 个均匀分布的孤子；(b) 延时光纤为 2km 时测得的 PSD 谱；(c) 延时光纤为 25km 时测得的 PSD 谱。

Figure 5.19 The measured result of the linewidth of perfect soliton crystal (SC). (a) The optical spectrum of perfect SC. Inset shows the uniform distributed 27 solitons in the MRR. (b) Measured PSD of the pump, S1 and S2 with 2km delay fiber. (c) Measured PSD of the pump, S1 and S2 with 25km delay fiber.

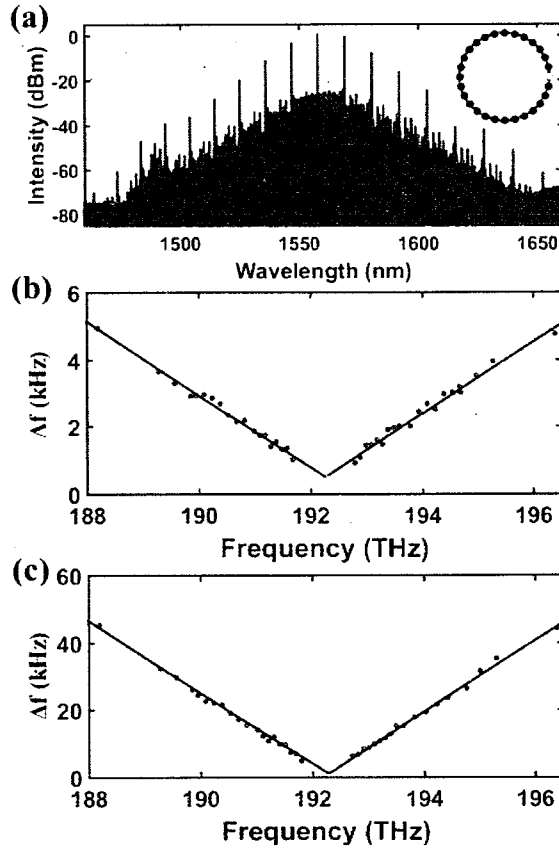


图 5.20 单个缺陷孤子晶体重频不稳定性测试结果。(a) 单个缺陷孤子晶体频梳的光谱图，微腔内有 27 个孤子，孤子的分布如插图所示；(b) 延时光纤为 2km 时测量的频率稳定性结果；(c) 延时光纤为 25km 时测量的频率稳定性结果；频率波动量随模式数线性增大。

Fig. 5.20 The measured repetition rate instability of SC with a single vacancy. (a) The optical spectrum of SC with a single vacancy. Inset is the 27 solitons distribution in the MRR. (b) The frequency fluctuations within 2km fiber delay. (c) The frequency fluctuations within 25km fiber delay. The frequency fluctuation is proportional to the mode number.

5.4 程控孤子晶体频梳的产生

微腔克尔光频梳通过连续光泵浦高品质因子的微腔而产生，泵浦光与谐振峰的失谐量决定了克尔频梳的状态。微腔孤子频梳的产生需要泵浦光具有较大的红失谐，此时腔内光功率会大幅降低，由于热光效应，谐振峰会发生蓝移，因此为得到孤子频梳需要采用快速扫频或“power-kicking”等实验技术^[76,80]，这些实验方

案对控制时序有极为严格的要求。而程控微腔孤子频梳是其走向工业应用的必由之路，而孤子频梳的严格时序要求，对程序判断孤子产生极为不利，因此到目前为止，尚没有程控孤子频梳的相关报道。孤子晶体频梳的腔内能量与 MI 频梳相近，微腔谐振峰由于热光效应引起的漂移得到极大地减弱，因此孤子晶体频梳的产生不再依赖于泵浦光的扫频速度，从而使程序有足够的时间对频梳状态进行判断，即使程控光频梳成为可能。

程控孤子频梳的一个关键点是如何判断孤子晶体频梳的产生，目前有三个判断方法：

- (1) 判断频梳光谱的形态；
- (2) 判断频梳的噪声状态；
- (3) 判断频梳的功率。

前两个判断标准需要使用光谱仪或频谱仪获取频梳光谱或其射频频谱，其代价较大，并且速率较低，不利于微腔孤子频梳的应用推广。在我们孤子晶体频梳产生实验中，当微腔频梳转变到孤子态时，泵浦光跳变为红失谐，此时频梳功率有一定的下降，如图 5.21 所示，从而可以将孤子晶体台阶的功率变化作为程控孤子晶体频梳产生的判断标准。使用频梳功率作为孤子晶体频梳产生的判决条件，可以使用光功率计进行功率探测，也可以使用探测器+高速 AD 的方案。

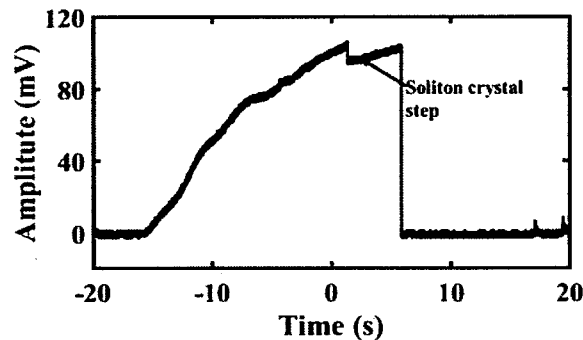


图 5.21 孤子晶体频梳产生过程中腔内光场能量的演化图。

Figure 5.21 The intracavity power evolution during soliton crystal generation.

图 5.22 为程控孤子晶体频梳产生的实验原理图。使用一台商用的光功率计对频梳功率进行探测，计算机程序使用串口线读取功率计的探测值。与 5.1 节介绍的孤子晶体频梳产生方案一样，使用温度调节微腔谐振峰的方式实现孤子晶体频梳的产生，此时 TEC 控制器通过一台任意函数发生器 (AFG) 进行精确控制，

而泵浦激光器的波长可以手动设置，也可以使用计算机程序进行设置。程控孤子晶体频梳产生的步骤如下：

- (1) 打开所有的仪器设备，手动设置泵浦激光器的输出波长和 EDFA 的输出功率，并调节偏振控制器到合适的状态（激光器波长、EDFA 输出功率和偏振控制器状态也可以通过计算机程序进行设置）。
- (2) 打开控制程序，完成程序初始化：调节 TEC 到一个相对较高的温度，使泵浦光位于一个谐振峰的蓝失谐处；设置功率计的平均时间和功率单位；设置孤子晶体频梳的预判功率值。
- (3) 读取功率计探测值，并与预判功率值比较，如果小于预判功率值，则设置 AFG 的输出值，使 TEC 的温度降低；如果探测功率值大于预判功率值，则与上几次读取的功率值比较，如果读取的功率值相对与上几次的功率值有 0.2dB 以上的下降，则停止程序的执行，表示孤子晶体频梳产生；如果读取功率值继续增长，则表示频梳仍处于 MI 状态，继续调节 AFG 的输出值，使 TEC 温度进一步下降。
- (4) 重复第 (3) 步，直到程序停止。

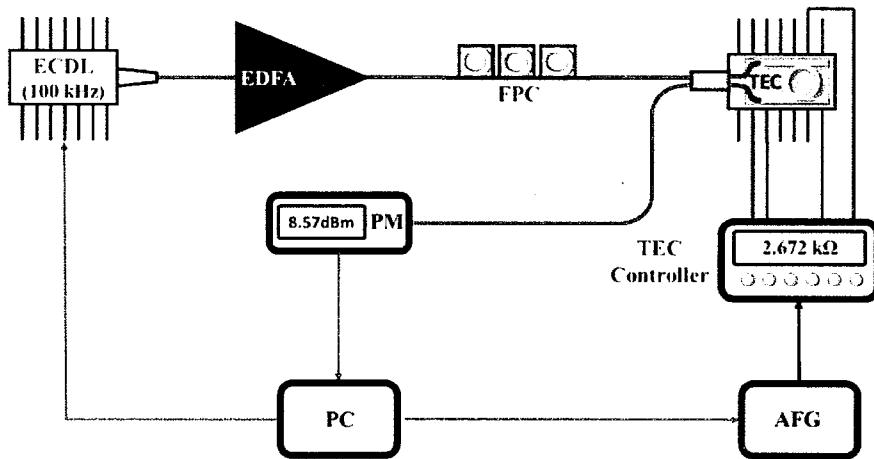


图 5.22 程控孤子晶体频梳产生的实验原理图

Figure 5.22 The experimental setup of the programme soliton crystal generation.

实验得到的典型的频梳功率变化曲线如图 5.23 (a) 所示，当程序运行到 40 秒附近时，探测到的频梳功率有明显的下降台阶，表示孤子晶体的产生，此时程序控制 AFG 的输出电压不再变化，如图 5.23 (b) 所示，微腔的工作温度趋于稳定，从而产生稳定的孤子晶体频梳。为了提升孤子晶体频梳产生的效率，将 AFG

电压的改变速率进行优化, 在频梳光功率较低时, AFG 的输出电压以较大的步长进行增加, 而当频梳的功率达到预设功率值时, 将 AFG 的输出电压步长相应的减小, 防止由于 TEC 温度变化的滞后效应, 使孤子晶体频梳直接终止。实验中得到的典型孤子晶体频梳如图 5.24 所示, 分别为理想孤子晶体频梳和具有单个缺位的孤子晶体频梳的光谱图。

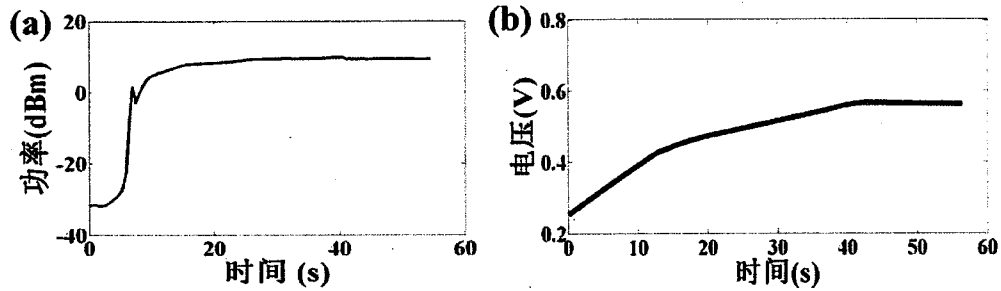


图 5.23 频梳功率及控制电压的变化曲线。(a) 探测到的功率变化曲线; (b) 控制电压变化曲线。

Figure 5.23 The variation curves of the comb power and the control voltage. (a) The changing curve of the intracavity power. (b) The variation curve of the control voltage.

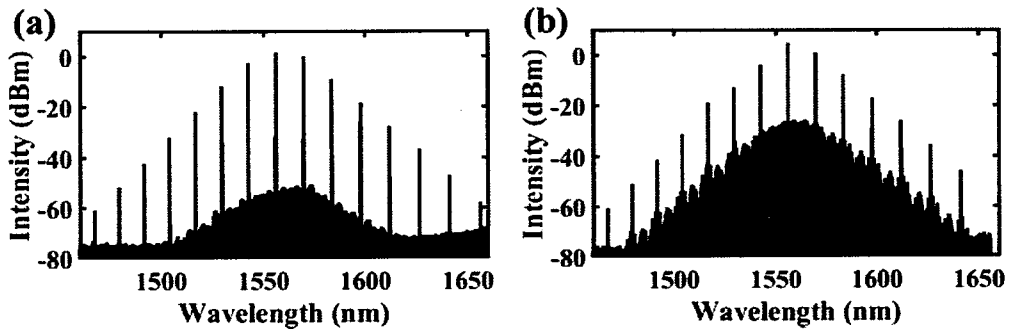


图 5.24 程控产生的孤子晶体频梳光谱图。(a) 理想孤子晶体频梳光谱图; (b) 单个缺位的孤子晶体频梳光谱图。

Figure 5.24 The optical spectra of the soliton crystals using programme controlled method. (a) The optical spectrum of perfect soliton crystal. (b) The optical spectrum of soliton crystal with a single vacancy.

使用程序控制泵浦激光器的输出波长和 EDFA 的输出功率, 可以得到不同泵浦波长时 (1542nm—1565nm) 的孤子晶体频梳。不同泵浦波长的孤子晶体频梳的形态有所差异, 这主要是受背景波的影响, 背景波由泵浦波长与模式交叉波长

的频率间距所决定。

影响本节介绍的程控孤子晶体频梳产生效率的主要因素是 TEC 的相应时间, 采用扫频泵浦源或者使用热电阻进行温控的方案可以有效地提升程控孤子晶体频梳的产生效率, 受目前实验室条件的限制, 目前尚没有进行相关的实验研究。总之, 得益于孤子晶体频梳优良的热稳定性, 使孤子晶体能够使用程控的方法自动产生, 为孤子晶体频梳的应用提供了极大的便利。

5.5 基于微环谐振腔的窄线宽激光器及孤子晶体频梳产生

微腔克尔光频梳采用窄线宽激光器泵浦高品质因子的微腔而产生, 泵浦激光器的性能直接决定了微腔克尔光频梳的性能, 如线宽、重频稳定性等。因此为得到高品质的克尔光频梳需要提升泵浦激光器的性能, 以往报道的大部分克尔光频梳都采用扫频激光器作为泵浦光源, 该类光源的线宽在几十到几百 kHz, 具有较高的噪声^[76, 97]。近期报道的基于热调的孤子频梳产生实验采用固定频率的激光器作为其泵浦光源^[84], 该方案是提升频梳性能的有效途径。本章所得到孤子晶体频梳得益于其热稳定性, 采用固定频率的泵浦光源, 因此有利于提升克尔光频梳的性能。

在已经报道的克尔光频梳产生实验中, 泵浦光源通常是独立的外部光源, 不易于与产生克尔光频梳的微腔高度集成。本节将开展可同时集成泵浦光源和微腔频梳源的技术研究, 其中泵浦光源和微腔都基于同一个平台产生, 有望在未来实现高度集成化的微腔频梳源, 为未来微腔频梳的低成本工业应用奠定基础。

5.5.1 集成化的窄线宽激光器

窄线宽半导体激光器在原子钟^[244-246]、激光雷达^[247]、重力波探测^[248, 249]、光谱学^[250]、光学传感^[251]、光通信技术^[252]和量子光学^[253]等领域具有重要的应用价值。在半导体激光器发光过程由于瞬时相位变化及各种不稳定因素的影响, 其线宽被严重的展宽, 如 DFB 激光器的线宽达到数百 kHz, 甚至数 MHz。为实现窄线宽半导体激光器, 目前已经有几种实现窄线宽激光器的方案, 如: 利用外腔稳频的方法^[254-265], 增加激光器的模式体积, 可以有效地将激光器的线宽控制到 1kHz 以内。另一种方案是采用高品质因子的 F-P 腔, 对 DFB 激光器进行负反馈, 稳定激光器的发射频率, 从而实现激光器线宽的压窄^[266]。考虑到窄线宽半导体

激光器在成本和体积方面的限制,急需开发出低成本集成化的窄线宽半导体激光器。本节将介绍基于高折射率差 MRR 的负反馈窄线宽半导体激光器,在下一小节,基于该激光器产生孤子频梳,从而为实现低成本、高集成化的频梳源奠定基础。

图 5.25 为基于 MRR 负反馈窄线宽半导体激光器的结构原理图,主要包括两个部分:商用 DFB 激光器和高品质因子的 MRR。实验中用到的 MRR 的品质因子为 1×10^6 ,在 MRR 耦合波导的两个端面分别镀有增透膜和高反射膜。其中增透膜为了提升 DFB 激光器与 MRR 芯片的耦合效率,并减小反射引入的噪声;高反膜将光信号反射回 DFB 激光器,形成负反馈,压窄激光器的线宽。该激光器的工作过程如下:

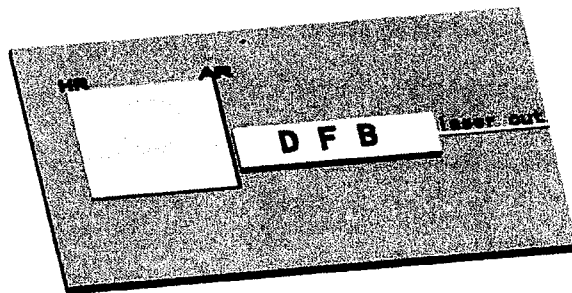


图 5.25 基于 MRR 负反馈窄线宽半导体激光器的结构图

Figure 5.25 The structure of the MRR based optical negative feedback integrated narrow-linewidth semiconductor laser.

- (1) 通过调节 DFB 的工作电流和整个激光器的工作温度(或 MRR 的局部温度),使 DFB 激光器工作在如图 5.26 所示的工作点处;
- (2) 由于 MRR 的滤波作用,DFB 激光器的频率变化转化为反馈强度的变化,并将强度变化的光信号反馈到 DFB 激光器内;
- (3) 当 DFB 激光器的频率向高频(低频)方向变化时,由于 MRR 的滤波作用,反馈到 DFB 激光器的光场强度增加(减小);
- (4) DFB 激光腔内的光子数增多(减小),受激辐射将消耗更多(少)的载流子,因此腔内的载流子浓度减小(增大);
- (5) 由于等离子体效应,DFB 腔波导的折射率增加(减小);
- (6) DFB 激光器的发射频率被拉向相反的方向,即向低频(高频)方向漂移,抵消了原激光腔频率的变化,从而实现激光器线宽的压窄。

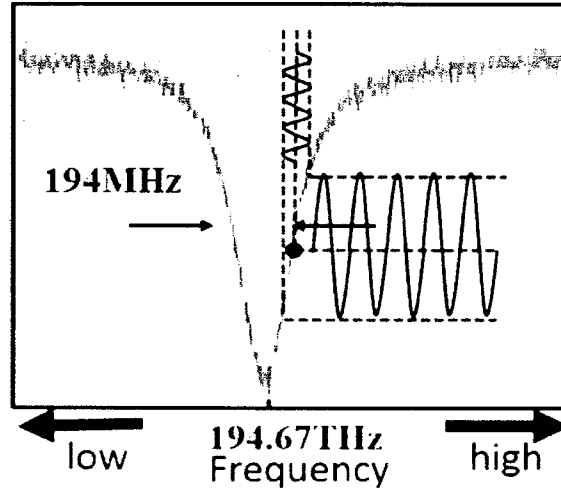


图 5.26 基于 MRR 负反馈窄线宽半导体激光器的工作原理图

Figure 5.26 The operating schematic of the MRR based optical negative feedback integrated narrow-linewidth semiconductor laser.

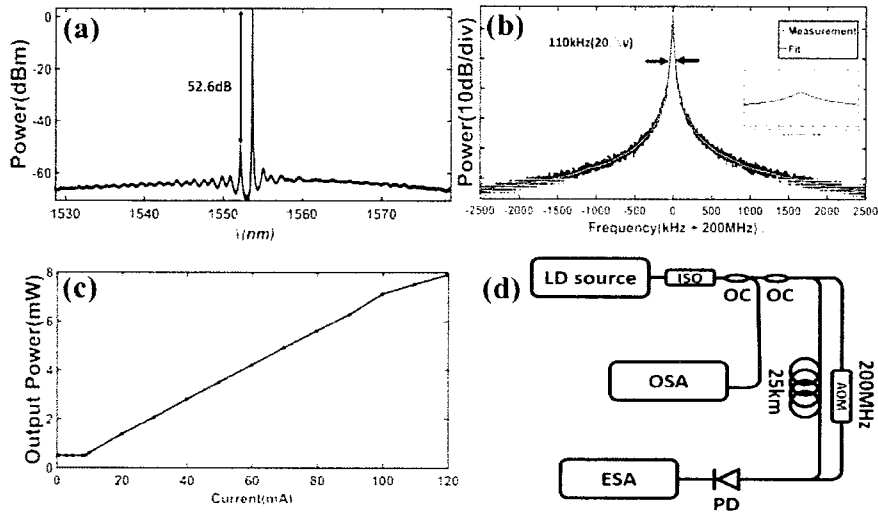


图 5.27 基于 MRR 负反馈窄线宽半导体激光器的测试结果。(a) 激光器的光谱；(b) 激光器的线宽测试结果；(c) 激光器的 P-I 曲线；(d) 激光器的线宽测试原理图。

Figure 5.27 The measured results of the MRR based optical negative feedback integrated narrow-linewidth semiconductor laser. (a) The optical spectrum of the laser. (b) The power spectral density of the laser. (c) The P-I curve of the laser. (d) The schematic of the linewidth measured system.

激光器的实验测试结果如图 5.27 所示。图 5.25 所示的窄线宽半导体激光器的发光效率与 DFB 激光器完全相同(负反馈并不影响 DFB 激光器的发光效率),因此我们的方案相对于其它外腔窄线宽半导体激光器具有更高的发光效率。测得的激光器 P-I 曲线如图 5.27(c)所示,其发光效率约为 0.07mW/mA , 相对于 DFB 激光器发光效率的降低是由于输出的耦合效率造成的。图 5.27(a)为激光器的光谱图,其边模抑制比为 52.6dB 。激光器的线宽采用延时自外差的测量方法进行测量,我们测量过程中使用的延时光纤为 25km 的传输光纤,测得的激光器线宽如图 5.27 (b) 所示,其中红线为洛伦兹拟合曲线,其 20dB 处的带宽为 110kHz ,相应的激光器线宽为 5.5kHz ,同时该激光器具有良好的频率稳定性,完全满足微腔光频梳泵浦源的需求。

5.5.2 可高度集成的孤子晶体频梳

图 5.28 为基于上节所述窄线宽激光器的孤子晶体实验原理图。该系统使用了两个 MRR, 一个用于负反馈窄线宽半导体激光器的实现, 其品质因子约为 1×10^6 , 另一个用于孤子频梳的产生, 其品质因子约为 1.75×10^6 , 这两个 MRR 都是基于高折射率差光子集成平台制作。窄线宽激光器的输出激光经 EDFA 放大并由偏振控制器控制其偏振状态后, 输入到第二个 MMR, 形成高宽带的克尔光频梳。其实验过程与 5.1 节中的孤子晶体产生实验相同, 产生的光频梳如图 5.29 所示。

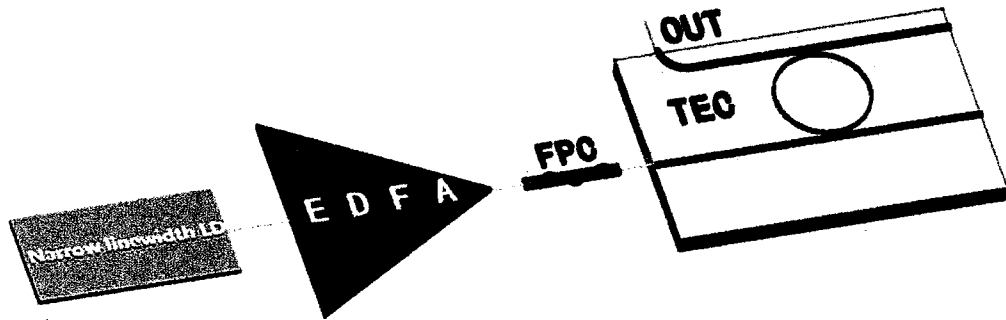


图 5.28 孤子晶体频梳的实验原理图。EDFA: 光纤放大器; FPC: 光纤偏振控制器; TEC: 半导体制冷器; LD: 激光二极管。

Figure 5.28 The experimental setup for soliton crystal generation. EDFA: erbium-doped fiber amplifier, FPC: fiber polarization controller, TEC: thermoelectric cooler, LD: laser diode.

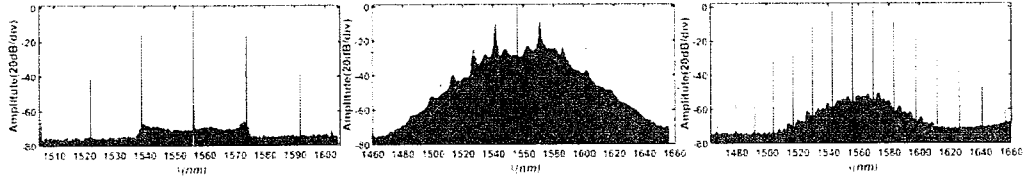


图 5.29 基于负反馈半导体窄线宽激光器的微腔频梳演化图。

Figure 5.29 The evolution of the integrated negative feedback narrow-linewidth semiconductor laser based Kerr optical frequency combs.

实验中负反馈窄线宽半导体激光器与孤子产生模块仍为两个部分，这主要是因为 MRR 的品质因子为 1.75×10^6 ，产生孤子晶体需要约 1W 的泵浦功率，目前的 DFB 激光器尚不能发射如此高的功率，需要使用光纤放大器将光功率进行放大。随着工艺的进步，微腔的品质因子提升 10 倍后，产生孤子频梳所需要的泵浦功率将会降到 10mW 左右，此时商用 DFB 激光器完全可以满足孤子频梳产生的需求。目前高折射差材料的光波导传输损耗已经可以做到 0.01dB/cm 以下，采用该波导可以制备出品质因子大于 10^7 的 MRR，因此实现高度集成化的低成本孤子频梳是完全可行的。

5.6 小结

微腔孤子频梳的发现开启了微腔频梳在光谱学、高精度测量、超高速并行通信技术和频率合成等领域的应用研究，而孤子晶体的产生开启了微腔频梳的一个新研究领域，对研究孤子间相互作用研究具有重要意义。相对于单孤子或多孤子频梳的产生，孤子晶体在产生和保持方面具有优良的环境稳定性，因此不需要复杂的实验技术即可实现孤子晶体频梳的产生。本章利用一个固定波长的窄线宽激光器作为泵浦光源，利用 TEC 调温的实验方法，有效地产生了多种形态的孤子晶体，并且孤子晶体可以通过调节温度或泵浦功率的方式实现与 MI 频梳的相互转换，充分显示了微腔孤子晶体频梳的热稳定性。对于亮孤子频梳，孤子晶体频梳的转换效率远远大于单孤子和多孤子频梳，对于理想态的孤子晶体频梳，其转换效率达到 47.2%，达到了暗孤子频梳的转换水平，这主要得益于孤子数目的增多和极小的泵浦光失谐量。微腔中的飞秒孤子具有较高的峰值能量和超短的脉宽，可以引起受激拉曼自频移效应，使频梳向长波长方向漂移，对于我们的实验，拉曼自频移量约为 $8 \times \text{FSR}$ ，由此推算出高折射率差玻璃材料的拉曼响应常数约为

3fs。

微腔孤子频梳的线宽与泵浦光线宽相一致,因此提升泵浦光的性能对于提升微腔频梳的品质具有重要的意义。固定波长的光源相对于扫频激光器具有更窄的线宽和噪声性能,我们利用 100Hz 线宽的窄线宽激光器为泵浦源产生了稳定的孤子频梳(这是已报道的微腔孤子频梳实验中最窄线宽的泵浦源),通过延时自外差法测定出频梳重频在 10 μ s 和 125 μ s 时间内的波动量分别为 53.24Hz 和 509.32Hz。

微腔孤子频梳的自动化产生和高度集成化是其大规模工业应用的基础,本章采用程控的方式实现了孤子晶体的自动产生,为后面孤子晶体频梳的自动化产生奠定了基础。同时将 MRR 作为反馈器件,对 DFB 激光器的频率稳定性进行光学负反馈控制,我们实现了集成化的窄线宽半导体激光器,该激光器与我们的微腔频梳在同一个平台上实现,为实现单片集成的微腔孤子频梳奠定了基础。总之,我们在实现微腔孤子频梳的程控产生和高度集成化封装方面进行了前期研究,为微腔孤子频梳的工程应用奠定了基础。

第六章 “自锁定”微腔光频梳

利用微腔产生高重频的光频梳有两种方案，一种是前几章所介绍的外部泵浦法，即外部注入一束连续光波，通过腔内的参量过程形成宽带的光频梳；另一种方案是将微腔嵌入到一个激光腔内，利用“自锁定”的方法自激振荡产生泵浦光，进而利用微腔内的参量过程形成光频梳；或者直接形成梳状光谱，并利用微腔内的四波混频效应锁定各个频率的相位。第二种方案具有自反馈锁定的优点，对环境变化具有很好的免疫能力，但往往由于激光腔的模式间隔较小，容易产生“多纵模不稳定性”，不利于频梳的应用。解决“多纵模不稳定性”的方法是缩短激光腔的长度，但自振荡激光腔的强度受限，通常不能形成足够强度的泵浦光，因此难以形成宽带光频梳。本章利用微腔内的耗散四波混频效应，结合激光腔内的场增益，开展低功率下微腔光频梳的研究。主要研究了微腔内光频梳的演化过程，并利用其谐波锁模态，实现了滤波器驱动的耗散四波混频（FD-DFWM）锁模激光器；并通过调节激光腔的长度实现了激光脉冲重频的调节。最后基于自锁定的技术方案，在激光腔内同时产生正交偏振的两个泵浦光，并通过腔内参量过程形成正交偏振的双梳。

6.1 “自锁定”微腔光频梳产生实验

前几章的实验采用外注入泵浦光的方案产生光频梳，该方案通常需要一个可调谐的窄线宽激光器（也可以使用温度调谐的方式替代可调谐激光器，如上章孤子晶体频梳产生实验），此类激光器价格较高，在实验室不具备该条件时，可以采用“自锁定”的技术方案对微腔光频梳的产生进行实验验证^[66, 267]。“自锁定”技术方案将微腔嵌入到一个环形光纤激光器内，微腔作为光纤激光器的一部分，此时泵浦光由激光器自振荡产生，因此无需外注入泵浦激光。该方案对实验室的条件要求不高，并且产生的光频梳具有自反馈的效果，能够长时间稳定工作，因此“自锁定”技术方案具备方案简单、操作容易、鲁棒性好等优点。

图 6.1 为自锁定光频梳产生的实验原理图。光频梳产生的核心器件（微环谐振腔）被嵌入到一个环形光纤激光器的谐振腔内，实验中用的 MRR 由高折射率

差光子集成平台制作而成,其 Q 值和 FSR 分别为 1.45×10^6 和 $49 \times 10^9 \text{GHz}$ 。MRR 的耦合波导端面制作了模斑转换结构,使波导与光纤的耦合损耗降至 1dB 以下。MRR 在该实验中起到两个作用,一是与带通滤波器共同作用选择激光腔的谐振波长,带通滤波器位于 EDFA 之前,用于滤除泵浦光之外的其它频率成分,以避免整个光频梳进入 EDFA;二是具有极高的场增强效应,利用 MRR 内的非线性效应产生宽带光频梳。环形光纤激光器的增益由嵌入激光腔内的 EDFA 提供,该 EDFA 具有高增益和高饱和输出功率;光隔离器保证光场在环形腔内单向传输;整个激光腔的偏振态由腔内的一个偏振控制器进行控制;MRR 内产生的光频梳从 MRR 的 Drop 端口输出,并由一个光纤耦合器分出部分能量作为整个光频梳产生系统的输出。

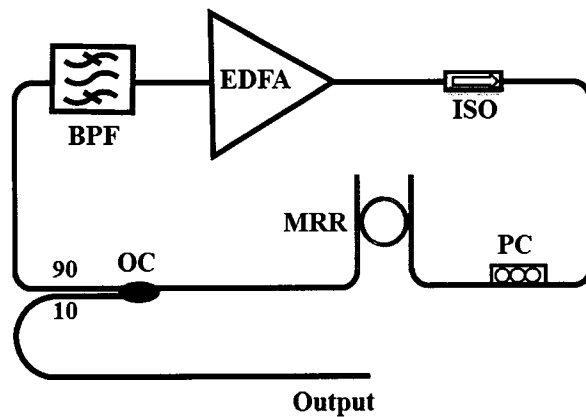


图 6.1 “自锁定”克尔光频梳的实验原理图。BPF:光学带通滤波器; EDFA: 光纤放大器; ISO: 光学隔离器; PC: 光学偏振控制器; OC: 光学耦合器

Figure 6.1 The experimental setup of the self-locked Kerr optical frequency comb generation. BPF: Optical bandpass filter, EDFA, erbium-doped fiber amplifier, ISO, Isolator, PC, Polarization Controller, MRR: Micro-Ring Resonator.

自锁定克尔光频梳的实验过程如下:

- (1) 打开 EDFA, 设置 EDFA 的输出功率, 用光谱分析仪监测系统的输出光谱;
- (2) 调节带通滤波器的中心波长和滤波带宽, 使滤波器的通带带宽内有且仅有一个 MRR 的谐振峰;
- (3) 不断提升 EDFA 的输出功率, 直到光纤激光腔产生振荡, 发出激光;

- (4) 调节偏振控制器，只产生一个偏振态的激光，另一个偏振态完全被抑制，本实验中振荡激光的偏振态与 MRR 的 TE 模相一致；
- (5) 继续增大 EDFA 的输出功率，直到 MRR 内的泵浦光功率达到光参量振荡的阈值，产生光参量振荡；
- (6) 持续提升 EDFA 的输出功率，形成宽带的克尔光频梳。

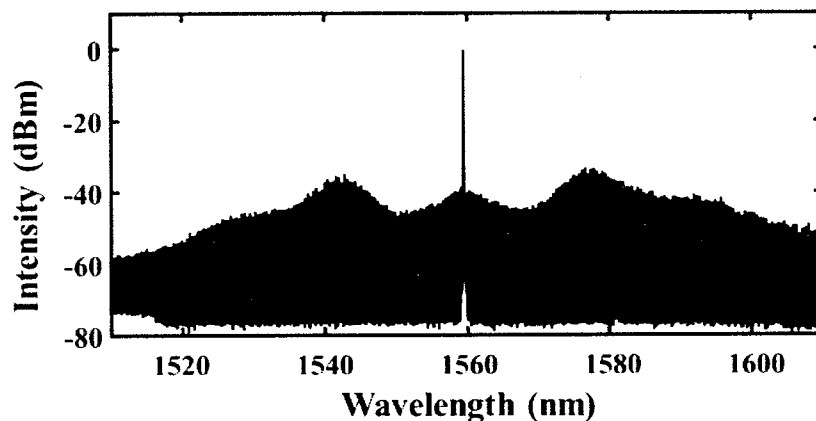


图 6.2 “自锁定”微腔光频梳光谱图。

Figure 6.2 The optical spectrum of the self-locked Kerr optical frequency comb.

通过以上步骤，得到如图 6.2 所示的克尔光频梳。相对于外部注入泵浦的技术方案，“自锁定”微腔光频梳产生方案具有超高的系统鲁棒性，这是因为泵浦光直接由系统自振荡产生，环境温度或振动等因素引起的 MRR 谐振峰波动会同步反馈到环形光纤谐振腔中，使激光振荡波长同时发生改变，仍与微腔的谐振峰紧密贴合，因此泵浦光不会因为微腔工作环境的变化而与 MRR 的谐振峰相脱离，即“自锁定”技术方案对环境变化具有很好的负反馈作用。

“自锁定”方案的另一个显著特点是，该方案产生的频梳不经历主梳和子梳的状态，直接产生单倍 FSR 频率间隔的克尔光频梳。该现象可以从“自锁定”方案的技术特点进行解释，由于光纤谐振腔具有较长的长度（实验中约 44 米），光纤腔的模式间隔很小（约 4.7MHz），MRR 谐振峰的线宽约为 130MHz，因此在一个谐振峰内有多个主腔模式同时产生振荡，这些主腔模式相互拍频，腔内的峰值功率得到极大的增强，很容易达到“Type II”光频梳产生所需要的功率，因此可以直接观察到单倍 FSR 的光频梳。“自锁定”方案腔内光功率增强效应也可以从光参量振荡阈值看出，外注入泵浦产生光参量振荡的阈值功率约为 280mW，而

自锁定光频梳实验测得的光参量振荡的阈值只有 30mW，因此腔内光场由于多纵模效应有约 10 倍的增强。

从另一方面讲，多纵模间的模式竞争对泵浦光的稳定性产生了重要的影响，这一现象被称作“多纵模不稳定性”^[167, 268-271]。图 6.3 展示了“自锁定”微腔光频梳的 RF 谱，RF 谱的频率间隔约为 4.7MHz，与环形光纤腔的长度相对应。由于“多纵模不稳定性”的存在，光频梳在时域内表现为调 Q 形式的波形图。因此该频梳的应用受到一定的限制。解决“多纵模不稳定性”问题的方案是缩短环形光纤腔的长度或提升 MRR 的 Q 值，“多纵模不稳定性”问题在我们的后续研究中已经成功解决，详见下面的章节。

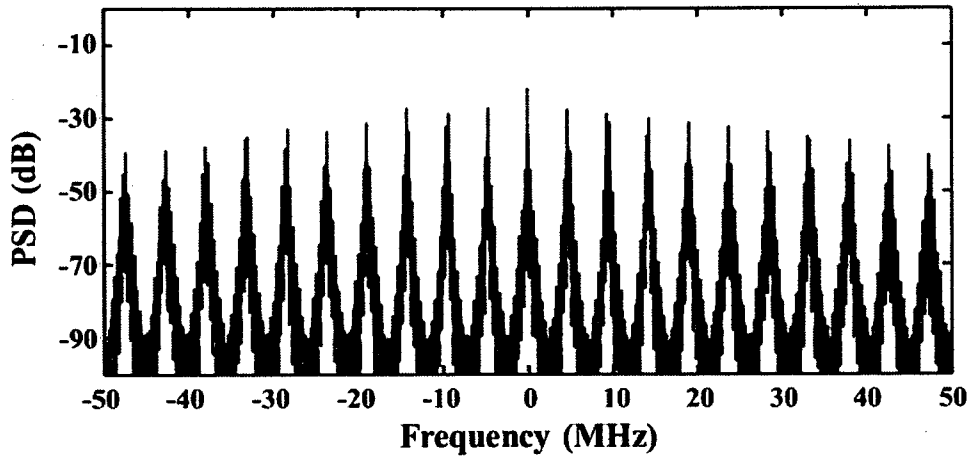


图 6.3 “自锁定”微腔光频梳的射频谱。

Figure 6.3 The radio-frequency spectrum of the self-locked optical frequency comb.

6.2 双色泵浦微腔光频梳的产生实验

光频梳产生的另一个方案是采用双色泵浦的技术方案，相对于单个泵浦光的方案，双色泵浦增加了一个自由度（泵浦的频率间隔），因此利用双色泵浦方案可以自由地改变频梳的重频。利用双色泵浦方案的另一个优点是可以极大地降低阈值功率。例如，在非线性光纤中注入两束激光，通过非线性光纤中的级联四波混频效应，可以产生多个边带的梳状谱^[51, 272]；由于光纤的非线性系数较低，并且不具备场增强效应和选模特性，利用单色泵浦方案在非线性光纤中直接产生光频梳是非常困难的。同样，也可以通过双色泵浦的级联四波混频效应在 MRR 内产生宽带光频梳^[67, 165, 169, 273-276]。图 6.4 为双色泵浦微腔光频梳产生的原理图，当

两个泵浦光同时注入到 MRR 内时，由于微腔的场增强效应，两个光波四波混频的阈值极低，随着泵浦功率的提升，可以有效地产生宽带的光频梳。与单泵浦微腔光频梳产生不同，双泵浦光频梳所利用主要非线性效应是非简并的四波混频，而不依赖于简并四波混频。

虽然双色泵浦微腔克尔光频梳具有低阈值和重频可调节的优点，但是同时注入两束泵浦光，极大地增加了光频梳的实验难度，特别是因为微腔的热光效应，当泵浦光的频率稳定度不足时，光频梳容易产生自终止现象。因此对于双色泵浦微腔光频梳的研究主要集中在理论研究方面，只进行了初步的实验验证，产生的梳齿数较少。本文采用上节所述的“自锁定”技术方案，泵浦光在光纤环形腔内直接产生，得益于泵浦光的负反馈效应，实现了稳定的宽带双色泵浦微腔光频梳。

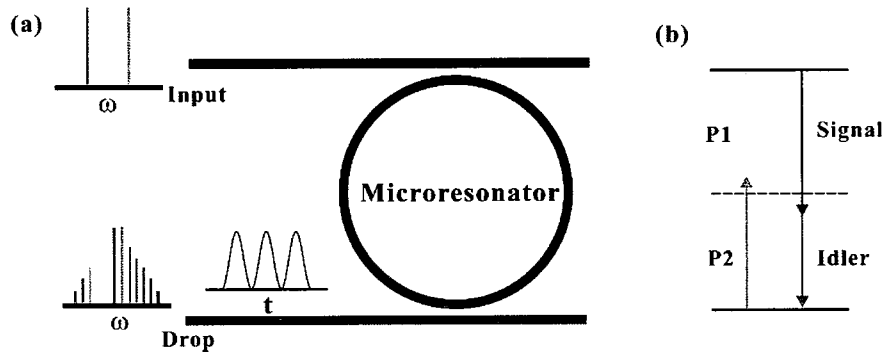


图 6.4 双色泵浦微腔克尔光频梳的原理示意图。

Figure 6.4 The schematic of dual-pump Kerr optical frequency comb generation.

图 6.5 为“自锁定”双色泵浦克尔光频梳的实验框图。该实验原理图与上结的单泵浦“自锁定”微腔光频梳实验类似，都是将一个 MRR 嵌入到一个增益光纤环形腔内，由光的自激振荡产生泵浦光并形成宽带微腔光频梳；在本实验中使用了双带通滤波器代替了上节实验中用到的带通滤波器。实验中所使用的双带通滤波器为 Finisar 公司生产的 Waveshaper，其滤波波形可以以 12.5GHz 为步长进行编程控制，在实验中通过选择两个通带的中心波长来控制产生光频梳的重频，从而可以用来实现重频以微环谐振腔 FSR 为步长自由调节的宽带光频梳。

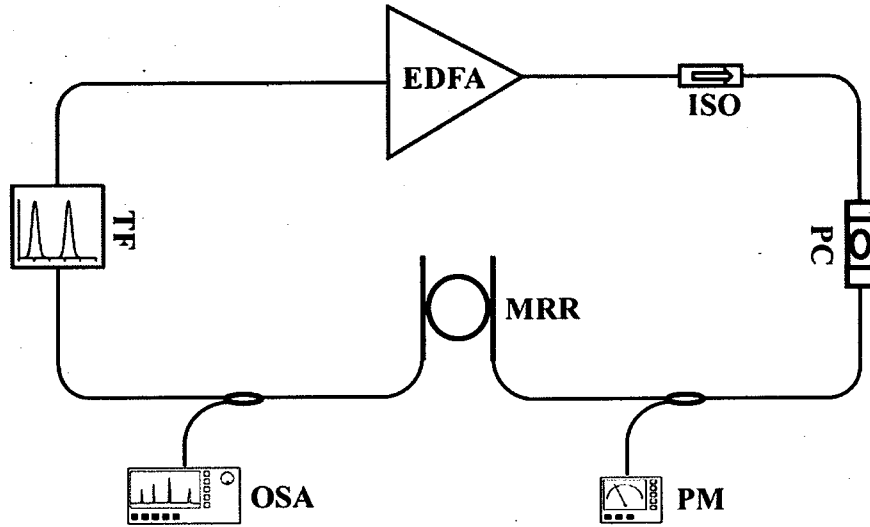


图 6.5 “自锁定”双色泵浦微腔光频梳的实验框图。EDFA：光纤放大器；ISO：光隔离器；PC：偏振控制器；PM：功率计；MRR：微环谐振腔；OSA：光谱分析仪；TF：可调光学滤波器。

Figure 6.5 The schematic diagram of self-locked dual-pump Kerr optical frequency comb generation. EDFA, erbium-doped fiber amplifier, ISO, Isolator, PC, Polarization Controller, PM: Power Meter, MRR: Micro-ring Resonator, OSA: Optical spectral analyzer, TF: Tunable filter.

在实验中我们首先观察了微腔内的四波混频现象，通过编程控制，使双带通滤波器两个通带的中心波长分别设为 1563.5nm 和 1567.5nm，两个通带的带宽都设为 50GHz。通过提高 EDFA 的输出功率和调节偏振控制器控制腔内光场的偏振态，由于腔内的模式竞争被 MRR 的非线性效应所抑制，与带通滤波器相重叠的两个谐振波长同时受激振荡，形成激光。两个激光波长的间距为 $10 \times \text{FSR}$ ，两个波长的相对强度可以通过滤波器的可编程衰减量进行控制。双色泵浦微腔光频梳具有极低的阈值功率，当两个泵浦光的功率达到 -1dBm 时（两个泵浦光可以同时稳定输出的最低功率值），两个泵浦光间即可发生四波混频作用，形成如图 6.6 (a) 所示的光谱。通过增加 EDFA 的输出功率，泵浦光的功率随之增加，越来越多的新频率成分由级联四波混频效应产生，图 6.7 (b) 显示了当泵浦功率增长到 10dBm 时的光谱图。此时四波混频的转化效率（定义为第一个信号光功率与泵浦光功率的比值）达到 8.27%，并且随着泵浦光功率的增加还可以进一步提升。

上述实验结果展现了高效的四波混频效应，这主要得益于高品质因子 MRR 的场增强效应，根据如下公式计算得到总的场增强因子（定义为 $(FE_p)^4 * (FE_s)^2 * (FE_i)^2$ ）约为 9.14×10^7 。

$$FE_{p,s,i} = \left| \frac{\sigma}{1 - \tau \exp(-\frac{\alpha L}{2} + jk_i L)} \right| \quad (6.1)$$

其中 FE_p 、 FE_s 和 FE_i 分别描述了泵浦光、信号光和闲频光的场增益因子； L 为 MRR 的周长； α 为波导的线性传输损耗系数； k_i 为波导的传播常数； σ 和 τ 分别为 MRR 耦合区的耦合和传输系数，其关系为 $|\sigma|^2 + |\tau|^2 = 1$ 。

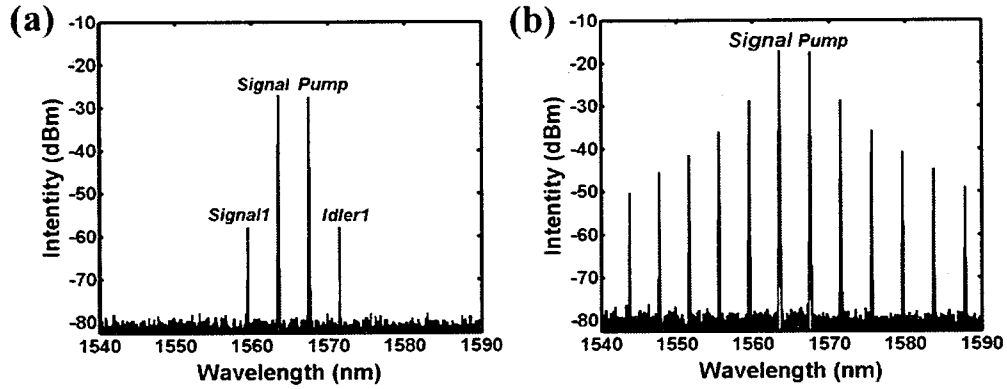


图 6.6 MRR 内四波混频的实验结果，泵浦光的频率间隔为 $10 \times \text{FSR}$ ，即 490GHz。

(a) 泵浦光功率为 -1dBm 时的光谱图；(b) 泵浦光功率为 10dBm 时的光谱图。

Figure 3. Experimental results for FWM in a MRR with 490GHz frequency spacing ($10 \times \text{FSR}$). (a) The optical spectrum when the pump power is -1dBm. (b) The optical spectrum when the pump power is 10dBm.

为实现重频可调谐的微腔光频梳产生，我们固定滤波器的一个通带的中心波长为 1567.5nm（如图 6.6 所示，记为泵浦光），通过调节另一个通带的中心波长以实现光频梳重频的调谐，该光信号记为信号光。在实验中，总的泵浦功率提升到 23dBm（EDFA 的驱动电流约为 1050mA），实验测到超过 180nm 频谱宽度的光频梳。图 6.7 显示了当信号光分别在 1565.13nm、1564.30nm、1559.52nm 和 1549.29nm 时产生的光频梳光谱图，相应的光频梳重频分别为 $6 \times \text{FSR}$ 、 $8 \times \text{FSR}$ 、 $20 \times \text{FSR}$ 和 $46 \times \text{FSR}$ 。当光频梳重频小于 $6 \times \text{FSR}$ 时，产生频梳带宽有所减小，主要是由于四波混频效率有所降低所导致，同时频梳的梳齿更密需要更大的泵浦功率。

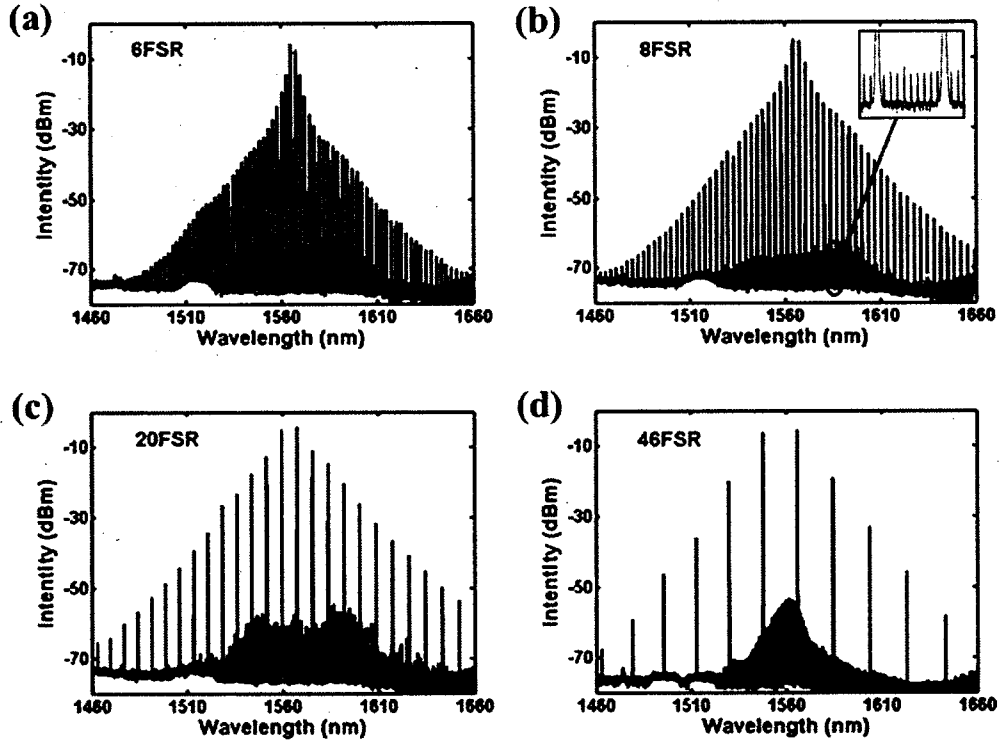


图 6.7 频率间隔可调谐的双泵浦光频梳实验结果图。(a) $6 \times \text{FSR}$. (b) $8 \times \text{FSR}$. (c) $20 \times \text{FSR}$. (d) $46 \times \text{FSR}$.

Figure 6.7 The spectra of the generated optical frequency combs with different frequency spacing. (a) $6 \times \text{FSR}$. (b) $8 \times \text{FSR}$. (c) $20 \times \text{FSR}$. (d) $46 \times \text{FSR}$.

在理论上，双泵浦微腔光频梳仍可以用 LLE 进行建模，双色泵浦在 LLE 的泵浦项中得以体现：

$$T_R \frac{\partial A}{\partial \tau} = -(\alpha + i\delta_0)A + i\gamma L|A|^2A - i\frac{\beta_2 L}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \sqrt{k}E_{in} \quad (6.2)$$

$$E_{in} = \sqrt{P_{in1}} + \sqrt{P_{in2}}\exp(-i2\pi f\tau) \quad (6.3)$$

其中 A 表示微腔内光场的慢变化包络的复振幅； τ 和 t 分别为微腔内光场慢变和快变的时间变量； k 为波导的光功率传输系数； T_R 为光场在微腔内传输一圈所用的时间； α 和 δ_0 分别为微腔的传输损耗和泵浦的失谐量； β_2 为微腔的二阶色散系数； L 为微腔的长度； γ 为微腔的非线性系数。 E_{in} 为总的入射泵浦光的光场， P_{in1} 和 P_{in2} 分别表示两个泵浦光的功率值。通过求解上述方程可以得到如图 6.6 所示的微腔内四波混频现象（如图 6.8 所示）。更重要的是通过调节泵浦功率和失谐量，能够产生与泵浦频率间隔相一致的孤子频梳（如图 6.9 所示），对下一步的

双泵浦光频梳研究具有一定的指导意义,其实现过程仍需后续的研究进行实验验证。在我们的自锁定双泵浦实验中,并没有观察到腔孤子的形成,这主要是因为微腔内的“多纵模不稳定性”效应所导致的失谐量无法控制,同时“多纵模不稳定性”引入的过多噪声。

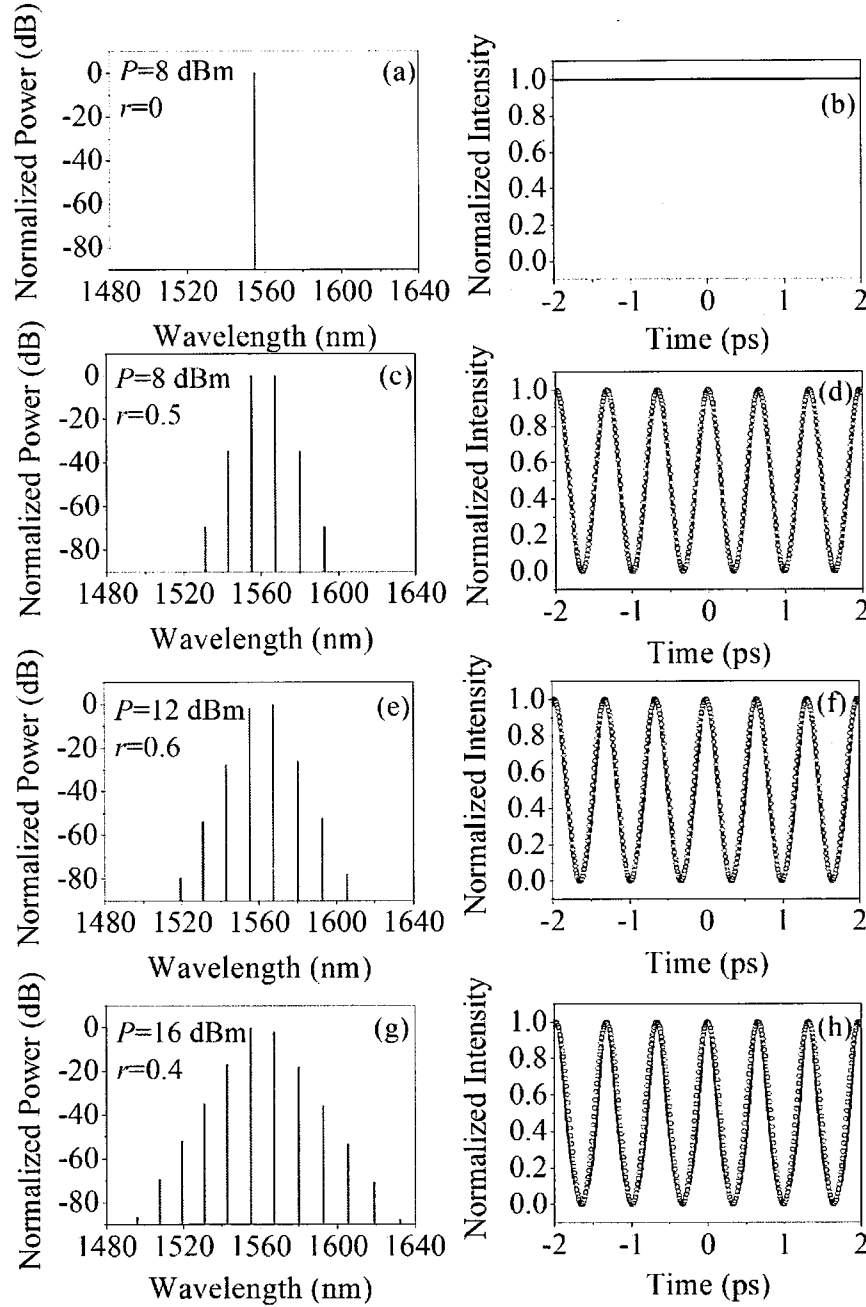


图 6.8 不同功率的双色泵浦光频梳的仿真光谱图(左)和时域曲线图(右)。

Figure 6.8 The simulated optical spectra (left) and temporal traces (right) with different pump power.

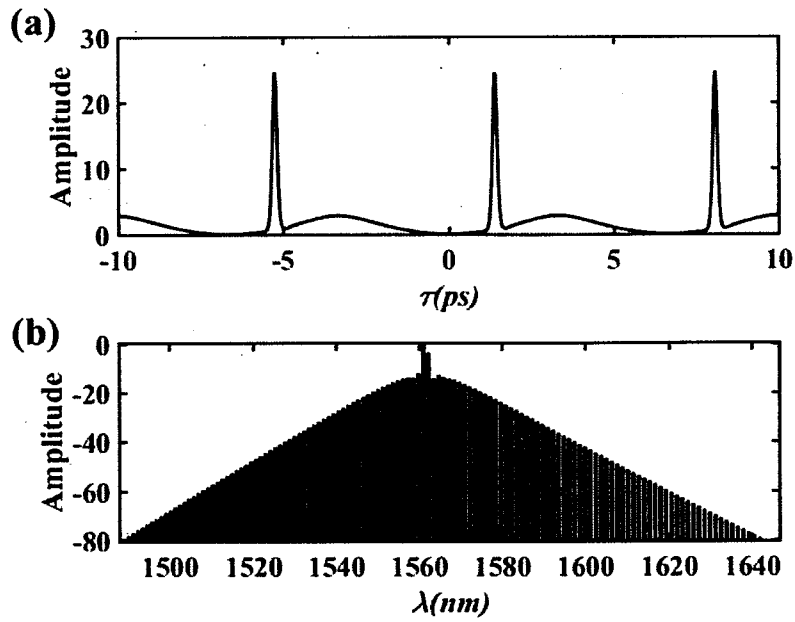


图 6.9 仿真得到的 $3 \times \text{FSR}$ 重频的双色泵浦孤子频梳。(a) 双色泵浦的孤子序列；
(b) 双色泵浦的孤子频梳。

Figure 6.9 The simulation results of the dual-pump soliton comb with $3 \times \text{FSR}$. (a) The temporal soliton trace of the dual-pump soliton comb, (b) The spectrum of the dual-pump soliton comb.

总之，采用双泵浦技术方案在微腔光频梳产生过程中引入了一个新的自由度，同时极大地降低了光频梳产生所需要的阈值功率，并且有望在微腔孤子频梳重频的控制方面取得突破性的进展。

6.3 滤波器驱动的耗散四波混频锁模激光器

6.3.1 耗散四波混频锁模激光器简介

高重频激光脉冲源因其在光通信技术^[277]、毫米波无线通信技术^[278]、光频梳^[126]、高分辨率光模数转换器^[279]、光谱学^[280]、频率计量^[281]和光学任意波形产生^[282]等研究和应用领域的重要作用而成为一个研究热点。光纤锁模激光器是应用最为广泛的激光脉冲源，然而，受光纤激光腔长度的影响，光纤锁模激光器的基频通常小于 10GHz，并随着基频的增长，其腔内能量降低，激光脉冲的品质随之有所下降^[234, 283, 284]。也可以通过谐波锁模的方式（多个激光脉冲同时存在于激光

腔内)提升激光脉冲的重频,被动谐波锁模激光器首次于1993年被提出^[285],此后研究人员开展了大量的谐波锁模技术的研究,并利用被动锁模的方法将激光器的重频提升到数十 GHz^[286];利用主动谐波锁模的方式可以将激光器的重频有效地提升到百 GHz 以上^[287]。通过增加谐波模式数提升激光器重频也将增加脉冲源的时域和幅度波动,这主要是由谐波模式间的相互作用引起的^[288]。另一种提升锁模激光器重频的方式是利用耗散四波混频(DFWM)效应,该方案在激光腔增加一个梳状滤波器进行激光模式的选择,并在腔内增加非线性介质,通过四波混频效应将各个模式的相位锁定,从而产生高重频的锁模脉冲。该方案首次由Yoshida 等人提出^[268],通过在腔内增加了一个 F-P 腔,产生了重频为 115GHz 的锁模脉冲。此后,通过更换不同的滤波器,如光纤布拉格光栅^[289,290]、可编程滤波器^[271]、硅 MRR^[269,270]和马赫-则德尔干涉仪^[291,292]等,产生了各种重频的锁模脉冲。然而,由于激光腔内增加了较长的非线性介质,激光腔的模式间隔较小,在梳状滤波器的一个滤波带宽内有数百甚至数千个激光腔模式同时振荡,由于模式间的竞争,此类激光腔处于不稳定态,该不稳定性也被称为“多纵模不稳定性”。2012 年,Peccianti 等人提出的滤波器驱动的耗散四波混频(FD-DFWM)锁模激光器有效地解决了“多纵模不稳定性”问题^[165,293],从而使“DFWM”锁模激光器具备了实用价值。

“FD-DFWM”锁模激光器利用一个 MRR 替代了“DFWM”激光腔内的梳状滤波器和高非线性光纤,从而有效地缩短了激光腔的长度,通过合理地激光腔设计,可以将激光腔的模式间隔提升到数十 MHz 甚至超高一百 MHz。同时 MRR 具有较高的品质因子,其滤波带宽较窄(对于高折射率差的 MRR,其滤波带宽在一百多 MHz),通过控制激光腔和 MRR 谐振频率的相对位置,从而使 MRR 的一个谐振峰内只有一个激光腔模式,从而有效地解决了“DFWM”锁模激光器的“多纵模不稳定性”问题。“DFWM”激光器的非线性介质由 MRR 的非线性作用进行替代,由于 MRR 的场增强效应,MRR 内的四波混频效应得到增强,从而实现各个模式的相位锁定。正是由于 MRR 同时具备了梳状滤波器和非线性介质的作用,因此该激光器被称作“FD-DFWM”锁模激光器。

图 6.10 为 Peccianti 等人提出的“FD-DFWM”锁模激光器的实验原理图,其核心器件是一个高折射率差 MRR,其品质因子为 1.2×10^6 ,相应的谐振峰线宽为

160MHz。激光腔内增加了一个带通滤波器以提升激光器的稳定性，激光腔的偏振控制器用于控制腔内光场的偏振态，同时与延时线共同控制光场的相位，调节激光腔模式与 MRR 模式的相对位置。EDFA 为激光器提供能量，隔离器保证光场在腔内单向传输。为得到稳定的锁模脉冲输出，需要严格控制激光腔的长度，在 Peccianti 的实验中，当激光腔的长度为 33 米时，激光器内仍存在严重的“多纵模不稳定性”，而当激光腔长度约为 3 米时，通过延时线和偏振控制器调节腔内光场的相位，可以实现稳定的锁模脉冲输出。

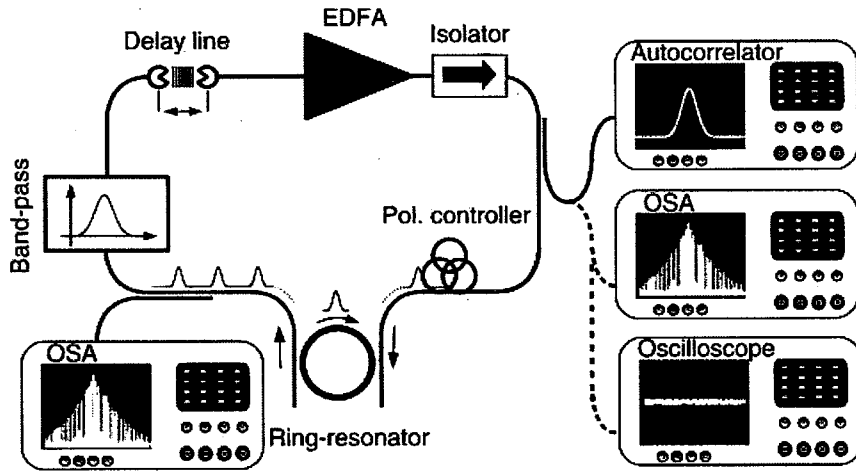


图 6.10 “FD-DFWM”锁模激光器的实验原理图^[166]

Figure 6.10 The schematic of the “FD-DFWM” mode-locked laser.

6.3.2 速率可倍频调节的“FD-DFWM”锁模激光器实验研究

“FD-DFWM”锁模激光器的核心器件为一个高品质因子的 MRR，图 6.11(a) 为其结构原理图，MRR 由高折射率差平台制备而成，测试得到的 FSR 与波长的关系如图 6.11(b) 所示，由公式 6.4 计算得到的二阶色散值为 $-33.65\text{ps}^2/\text{km}$ 。MRR 的输入输出端口与光纤阵列相耦合，每个耦合端面的损耗小于 1dB。

$$\beta_2 \approx -2\pi \frac{n(\lambda)^3 R^2}{c^3} \Delta FSR \quad (6.4)$$

图 6.12(a) 为速率可倍频的“FD-DFWM”锁模激光器的实验原理图，激光腔由 MRR、延时线、掺铒光纤、隔离器和偏振控制器构成，各个器件通过单模光纤相连接。整个激光腔的长度约为 2.2 米，激光腔的模式间隔约为 94MHz。在设计该激光器时，为缩短激光腔，选用了超高吸收系数 (110dB/m) 的掺铒光纤作为整个激光器的增益介质，其长度只有 25 厘米。

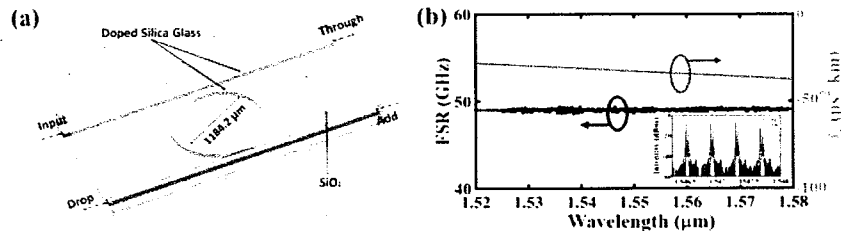


图 6.11 MRR 的原理图及色散测试结果。

Figure 6.11 The structure and the measured dispersion result of the MRR.

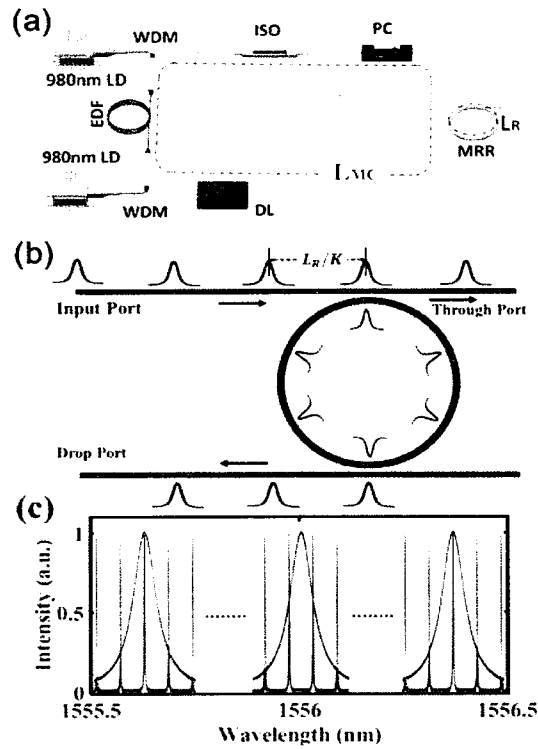


图 6.12 速率可调谐“FD-DFWM”锁模激光器的原理示意图。(a)实验原理图。(b)工作原理示意图；(c)腔模式关系示意图。LD：激光二极管；WDM：980/1550 波分复用器；ISO：隔离器；PC：偏振控制器；MRR：微环谐振腔；DL：延时线。

Figure 6.12 The schematic of the repetition rate tunable “FD-DFWM” based mode-locked laser. (a) The schematic of the experiments. (b) Operating schematic. (c) The modes relation of the MRR and fiber ring cavity. LD: Laser diode, WDM: 980/1550 wavelength division multiplexer, ISO: Isolator, PC: polarization controller, MRR: Micro-ring resonator, DL: Delay line.

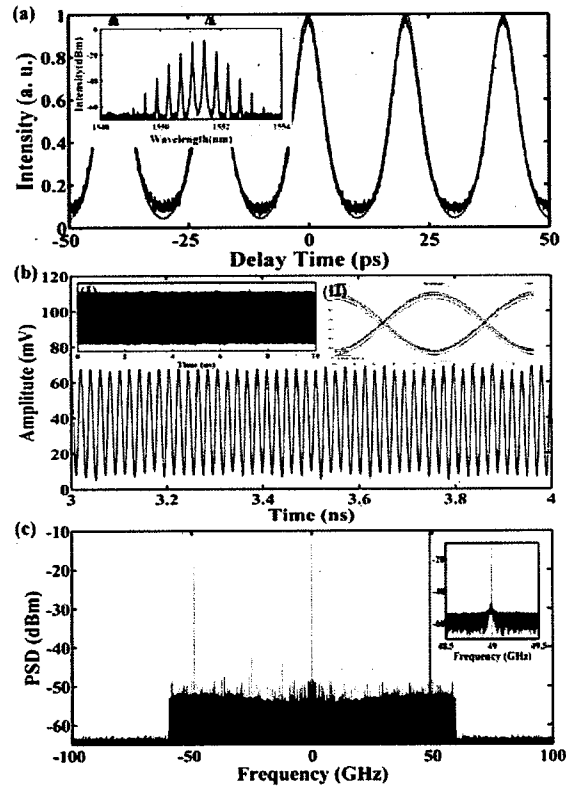


图 6.13 基频“FD-DFWM”激光器的实验结果。(a) 锁模激光脉冲的自相关曲线，黑色为测量曲线，红色为由插图光谱傅里叶变换得到的自相关曲线；(b) 锁模激光脉冲的测量波形图；插图 I 为 $10\mu\text{s}$ 时间长度的脉冲波形图；插图 II 为脉冲的测量眼图；(c) 由 $10\mu\text{s}$ 脉冲波形傅里叶变换得到的频谱图。

Figure 6.13 Experimental results for the fundamental frequency operation pulsed laser source. (a) Measured AC trace (black solid line) and Fourier transformed AC trace (red dashed line) from the corresponding to the optical spectrum (inset in 3(a)). (b) Waveform tested by an ultra-high bandwidth oscillator (59 GHz bandwidth, 200 GHz sampling rate) using a high speed photodetector (50 GHz). Inset (I) in (b) is the waveform at $10\mu\text{s}$ period. Inset (II) is the eye diagram using both edge triggered modes. (c) The Fourier-transform spectrum through the $10\mu\text{s}$ waveform data.

“FD-DFWM”锁模激光器利用脉冲的时分复用作用实现激光脉冲重频的倍增，其工作原理如下：该激光器具有光纤环形腔和 MRR 两个腔，它们的光学长度分别为 L_{MC} 和 L_R 。当 $L_{MC}=I\times L_R$ 时 (I 为整数)，MRR 谐振峰与光纤环形腔的一个谐振峰相重叠，随着泵浦激光器功率的增大，具有最大增益的波长率先振荡

形成激光，随着腔内功率的增大，越来越多的频率形成激光，这些激光在 MRR 中的四波混频作用下实现相位的锁定，形成脉冲激光，此时 MRR 内只存在一个脉冲信号。当 $L_{MC}=(I+J/K)\times L_R$ 时，(I、J 和 K 都是整数，并且 J 和 K 不可约分)，每 K 个 MRR 的谐振模式仅有一个与光纤环形腔的模式相重叠，在光纤环形腔内得到最大的增益，率先振荡形成激光；而其它模式则被抑制。图 6.12 (c) 为 K=2 时，光纤环形腔模式和 MRR 模式的关系图。能够振荡的激光模式在 MRR 内由 FWM 效应锁定其相位，形成脉冲激光，在 MRR 内将同时存在 K 个均匀分布的激光脉冲信号。

在实验中，首先设置泵浦激光器的输出功率为 200mW，通过光延时线和偏振控制器调节光纤环形腔的长度，使 $L_{MC} = I * L_R$ ，此时产生单倍微环谐振腔 FSR 重频的锁模脉冲。激光脉冲的输出功率约为 2dBm，图 6.13 (a) 为测得的激光脉冲自相关曲线（黑色），其脉冲宽度为 5.04ps。激光脉冲的光谱如插图所示，光谱信号的傅里叶变换结果如图中红色曲线所示，与测量曲线很好地重合，表明各个激光谱线的相位完全锁定或者形成了变化极限的锁模脉冲。为了测量锁模激光脉冲的稳定性，我们使用一台 59GHz 的实时示波器（DPO75902SX, Tektronix）对脉冲信号进行了眼图测试，其结果如图 6.13 (b) 中的插图 II 所示（上下沿共同触发模式），测量结果显示该激光器具有很好的稳定性。同时激光器的波形图如插图 I 所示，图 6.13 (b) 为放大后的脉冲信号波形。示波器测量得到的正弦波形是由于测试系统带宽受限而形成的。将示波器测得的 10μs 的波形信号进行傅里叶变换，得到如图 6.13 (c) 所示的频谱图，只在 49GHz 附近存在一个窄带的谱线，表明该激光器完全克服了以往“DFWM”锁模激光器的“多纵模不稳定性”问题，并且具有很好的频谱纯度。频谱噪声在 59GHz 处的快速下降，由示波器的带宽限制所引起。

增大泵浦激光器的发射功率到 350mW，并调节光延时线和偏振控制器，实验中得到重频为 2~15×FSR 的锁模脉冲信号，图 6.14 为 3×FSR、6×FSR、9×FSR 和 15×FSR 重频锁模脉冲的测量结果。其中(a)~(d)为实验测得的光谱图，图(e)~(h)的蓝色曲线为实验测得自相关曲线，测得的脉冲宽度分别为 0.928ps、0.806ps、0.744ps 和 0.656ps，而红色曲线则是由测得的光谱信号傅里叶变换得到的自相关曲线；实验测得的自相关曲线和傅里叶变换自相关曲线很好的吻合，表明实验所

得到的激光脉冲处于变换极限态或无啁啾态。图(i)~(l)为由测得的自相关曲线傅里叶变换得到的频谱图，频谱线的位置很好地表明激光脉冲的速率。由图(e)~(h)可以看出，随着重频的升高，激光脉冲的直流成分随之增加，激光的噪声主要由激光模式的不对称性造成的，多余的光能量转换为白噪声使自相关曲线的底部抬高。同时随着重频的升高，激光脉冲总的输出能量降低，导致掺铒光纤的自发辐射能量升高，引起脉冲强度的波动和脉冲直流成分的增加。由于 MRR 的滤波效应，当激光脉冲从 MRR 的 Drop 端口输出时，大部分自发辐射噪声被 MRR 滤除。

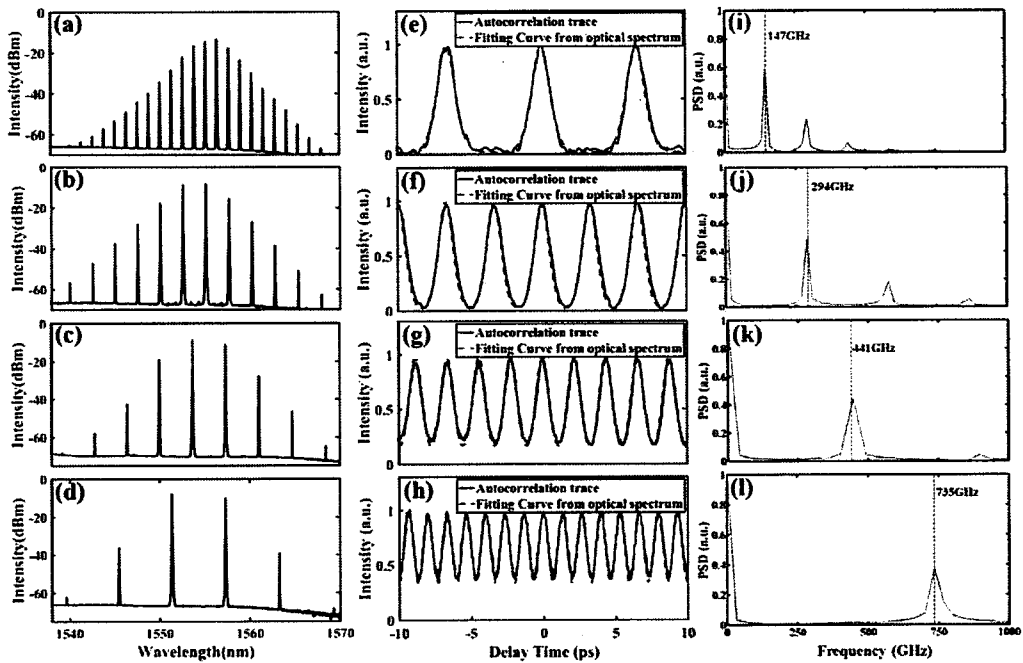


图 6.14 速率倍增的“FD-DFWM”锁模激光器实验结果。(a-d) 锁模激光器的光谱图；(e-h) 锁模激光器的自相关曲线图（红色为傅里叶变换结果，蓝色为实验测试结果）；(i-l) 由测得的自相关曲线傅里叶变换得到的频谱图。重频分别为 $3\times\text{FSR}$ 、 $6\times\text{FSR}$ 、 $9\times\text{FSR}$ 和 $15\times\text{FSR}$ 。

Figure 6.14 Experimental results of the repetition rate multiplication “FD-DFWM” mode-locked laser. (a)-(d) The optical spectra of the mode-locked laser. (e-h) The measured and calculated AC traces. (i-l) The FT spectra of the corresponding AC traces. The repetition rates are $3\times\text{FSR}$, $6\times\text{FSR}$, $9\times\text{FSR}$ and $15\times\text{FSR}$ respectively.

为了进一步观察“FD-DFWM”锁模激光器的模式特性，我们使用一台超高光

谱分辨率的布里渊光谱仪 (BOSA 300, Aragon Photonic 10MHz 分辨率) 对锁模脉冲的光谱进行测试, 对于 $6 \times \text{FSR}$ 的锁模脉冲, 其测试结果如图 6.15(a) 所示, 每个 MRR 谐振峰中只有一个光纤腔模式, 可见该锁模激光器有效地解决了“多纵模不稳定性”问题, 图 6.15(b) 所示的激光脉冲频谱图及时域波形图进一步证明了每个 MRR 谐振峰中只有一个光纤腔模式。通过滤波器滤出一个脉冲谱线, 利用延时自外差法测试其线宽, 此时结果如图 6.15(b) 的插图所示, 其线宽为 50kHz, 谱线的窄线宽特性保证了“FD-DFWM”激光器低的相位噪声。总之, 我们利用光纤腔与 MRR 有效光程的相对关系, 成功地实现了速率可倍增的低相位噪声锁模激光器, 为未来超高速锁模激光器的应用奠定了基础。

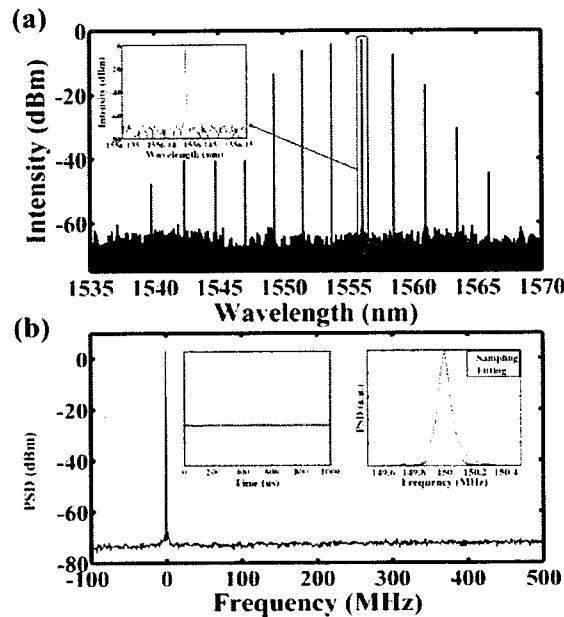


图 6.15 实验测得的倍频“FD-DFWM”锁模激光器的模式特性。(a) 使用 10MHz 分辨率的布里渊光谱仪测得的 $6 \times \text{FSR}$ 锁模脉冲的光谱图。(b) 锁模脉冲的频谱图, 插图为其时域波形和单个谱线线宽的测试结果。

Figure 5. The measured mode character of the repetition rate multiplication “FD-DFWM” mode-locked laser. (a) The optical spectrum of $6 \times \text{FSR}$ pulses measured by 10 MHz resolution Brillouin OSA. (b) RF spectrum of the laser source tested by a 3 GHz PD. Insets in (b) are the RF waveform and the linewidth measured results, respectively.

6.3.3 速率可调谐的“FD-DFWM”锁模激光器的理论仿真

为了更深入地理解“FD-DFWM”锁模激光器的倍频特性，我们基于 NLSE 对激光器进行了建模仿真^[167, 292]：光场在激光腔内依次通过各个器件，激光腔内的每个器件都用其传输函数进行建模，通过循环计算，对激光腔内的光场演化进行数值模拟。“FD-DFWM”锁模激光腔中的 MRR 同时具备梳状滤波器和非线性介质的作用，在建模过程中，将其等效为一个梳状滤波器和一段非线性波导的串联，其中梳状滤波器的 FSR 和精细度与 MRR 相同，而等效的非线性波导的长度 L_{WG} 等于光波在腔内光子寿命时间内的传输距离：

$$L_{WG} = v_g * \tau_{MRR} = v_g * Q / \omega \quad (6.5)$$

其中 v_g 为光场在波导中的群速度， τ_{MRR} 为 MRR 内的光子寿命， Q 为 MRR 的品质因子， ω 为光场的角频率。同时由于 MRR 对光场的增强效应，因此在等效波导内传输的光场的幅度需要乘以场增强因子 FE，其中场增强因子可以由下式进行计算^[67, 294]：

$$FE = \left| \frac{\sigma}{1 - (1 - |\sigma|^2)^{1/2} \cdot \exp(-\frac{\alpha L}{2} + jk_i L)} \right| \quad (6.6)$$

其中 L , α , σ 和 k_i 分别为 MRR 的长度、线性传输损耗系数、环形波导与耦合波导的耦合系数和波导的传播常数。“FD-DFWM”实验中用到的 MRR 的场增强因子约为 10。光场在光纤和等效波导中的传输可以用下面的 NLSE 进行建模：

$$\begin{aligned} \frac{\partial u(z, \tau)}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 u(z, \tau)}{\partial \tau^2} = i \gamma |FE * u(z, \tau)|^2 u(z, \tau) \\ + \frac{g}{2} \left(1 + \frac{1}{\Omega_g^2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \right) u(z, \tau) - \frac{\alpha}{2} u(z, \tau) \end{aligned} \quad (6.7)$$

其中 $u(z, \tau)$ 为光场的慢变化包络；对于等效波导， $FE = 10$ ，而对于光纤， $FE = 1$ ；变量 τ 和 z 分别为传播时间和传播距离； β_2 和 γ 分别为 MRR 的二阶色散系数和三阶非线性系数； Ω_g 为掺铒光纤增益谱带宽， g 为增益光纤的饱和增益，可以表示为：

$$g = g_0 * \exp(-P_{pulse}/P_{sat}) \quad (6.8)$$

g_0 表示增益光纤的小信号增益， P_{pulse} 和 P_{sat} 分别表示脉冲能量和增益饱和时的脉冲能量，其中 P_{sat} 与掺铒光纤的泵浦功率相关。

在仿真中，光纤腔的模式用一个环形光纤腔进行替代，采用和 MRR 类似的滤波表达式^[295]：

$$T = \left| \frac{-\sigma^2 \exp(i\theta/2)}{1 - (1 - \sigma^2) \exp(i\theta)} \right|^2 \quad (6.9)$$

其中 $\theta = 2\pi * L/\lambda$ 表示光场在光纤腔或 MRR 内传播一周的相移， L 和 λ 分别表示

腔的长度和光场的波长。在我们的仿真中，光纤腔的长度约为 MRR 长度的 521 倍。采用分步傅里叶算法对光场在单模光纤和等效波导中的传输方程进行求解，对于增益光纤的传播方程采用龙格-库塔法求解，得到的数值结果如图 6.16 所示。求解过程中所使用的参数值为： $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$, $g_0 = 110 \text{ dB/m}$, $\Omega_g = 20 \text{ nm}$, $P_{\text{sat}} = 40 \text{ fJ}$, 增益光纤长度 $L = 0.25 \text{ m}$, $\alpha = 0.2 \frac{\text{dB}}{\text{km}}$, $\gamma = 1 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, $\beta_2 = -21.67 \text{ ps}^2/\text{km}$, 单模光纤长度 $L = 1.7 \text{ m}$, $n_g = 1.64$, $\alpha = 0.06 \text{ dB/cm}$, $\gamma = 110 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, 对等效波导 $\beta_2 = -33.65 \text{ ps}^2/\text{km}$, $L = 0.21 \text{ m}$ 。图 6.16 (a) 和 6.16 (b) 分别为 6×FSR 重频锁模脉冲的光谱图和自相关曲线图，仿真结果与实验结果很好地吻合。

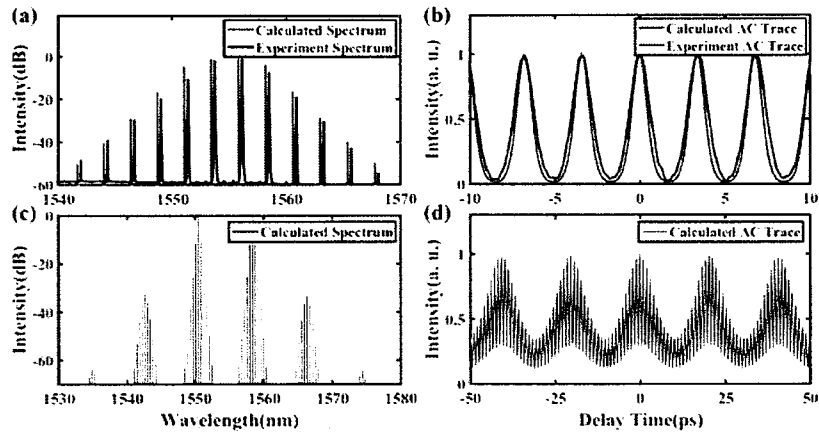


图 6.16 “FD-DFWM” 锁模激光器的仿真结果。(a-b) 分别为 6×FSR 重频锁模激光器的仿真光谱图和自相关曲线 (红色), 以及实验光谱图和自相关曲线图 (蓝色); (c-d) 20×FSR 重频锁模激光器的仿真光谱图和自相关曲线图。

Figure 6.16 The simulation results of the “FD-DFWM” mode-locked laser. (a-b) show the calculated optical spectrum and AC trace (red line) of 6×FSR repetition rate case together with the relative experiment results, respectively. (c) and (d) present the calculated optical spectrum and AC trace of 20×FSR repetition rate mode-locked laser, respectively.

原则上, 通过高精度地调节光纤谐振腔的长度, 可以实现更高倍频的锁模激光器, 然而, 实际上可以达到的最高频率受两个谐振腔模式相互作用、增益光纤增益带宽和腔色散效应的限制。首先, MRR 谐振峰线宽与光纤腔 FSR 的比值决定了腔边模抑制比。边模抑制比的下降将会对产生的高频脉冲产生基频调制, 如图 6.16(c) 和 6.16(d) 所示的 20×FSR 重频锁模激光器仿真结果。其次, 腔的增益带宽决定了“FD-DFWM”所

能达到的最高重频。最后,腔的色散效应也会对重频产生影响,由于光纤色散的存在,当光脉冲从 MRR 中输出到光纤中时,光脉冲将展宽,当两个脉冲相互交叠时,由于脉冲的相互作用,使脉冲不能稳定的存在。根据 Nyquist 判据,在理想情况下,脉冲间不存在相互影响时,本实验锁模激光器可以达到的最高重频为 882GHz。为进一步提升激光器的重频,需要进一步优化光纤腔长度、MRR 品质因子和腔的色散特性等。总之,我们的实验提供了一个理想的片上倍频时钟,在未来片上光频梳处理和微波毫米波技术上有着潜在的应用价值。

6.4 基于环形光纤腔的微腔光频梳

上节所描述的“FD-DFWM”锁模激光器,利用环形光纤腔模式与 MRR 模式的相互关系,实现了重频可倍增的锁模激光器。本节利用同样的实验方案,研究 MRR 内光频梳的演化过程。

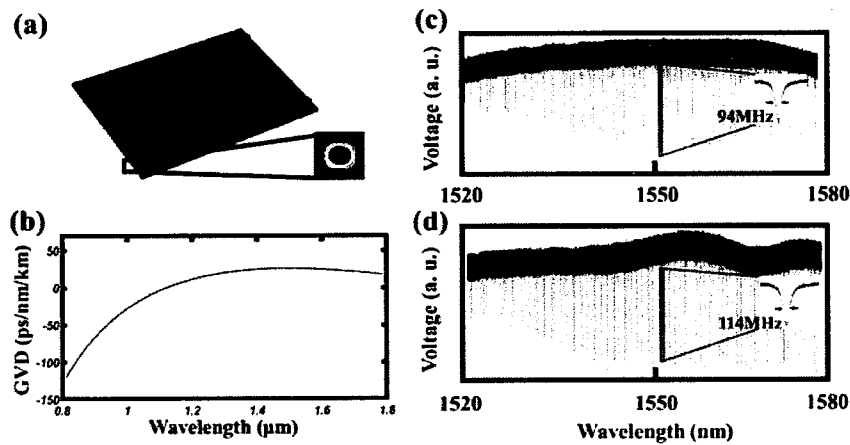


图 6.17 MRR 的原理图及其特征曲线。(a) MRR 的结构原理图; (b) TM 模式的色散曲线; (c-d) TM 模式和 TE 模式的传输曲线。

Figure 6.17 The schematic of the MRR. (a) The structure of the MRR. (b) The dispersion curve of the TM mode. (c-d) The transmission character of the TM and TE mode respectively.

图 6.17(a)为 MRR 的结构原理图,其设计参数与“FD-DFWM”实验中用到的 MRR 类似,其 FSR 为 49GHz, TM 和 TE 模式的传输曲线如图 6.17 (c) 和 6.17 (d) 所示。本实验中主要用到的是 MRR 的 TM 模式,其谐振峰的 3dB 带宽为 94MHz,相应的品质因子为 2.1×10^6 。利用有限元方法,计算得到的微环谐振腔 TM 模式的色散曲线如图

6.17 (b) 所示, 在通信波段具有弱负色散, 满足微腔内参量过程所需要的相位匹配条件。

图 6.18 为基于环形光纤腔的微腔光频梳实验原理图, 相比于上节的“FD-DFWM”锁模激光器减少了光延时线, 使环形光纤腔的长度降低到 1.9m, 相应的光纤腔 FSR 为 107MHz, 其中掺铒光纤的长度为 25cm, 增益光纤由两个 980nm 的激光二极管进行泵浦。光频梳从 MRR 的直通端口直接输出, 输出的光谱梳由光谱分析仪、频谱分析仪和自相关分析仪进行测量。

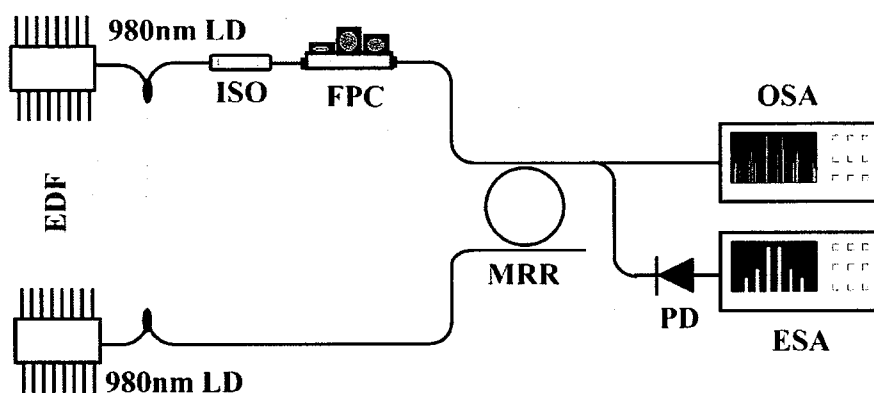


图 6.18 基于环形光纤腔的微腔光频梳实验原理图。LD: 激光二极管; ISO: 光隔离器; FPC: 光纤偏振控制器; MRR: 微环谐振腔; PD: 光电探测器; OSA: 光谱分析仪; ESA: 频谱分析仪; EDF: 掺铒光纤。

Figure 6.18 Experimental setup of the fiber ring cavity based optical frequency comb generation. LD: laser diode, ISO: Isolator, FPC: fiber polarization controller, MRR: microring resonator, PD: photodetector, OSA: optical spectrum analyzer, ESA: electrical signal analyzer, EDF: erbium-doped fiber.

设置泵浦激光器的输出功率为 400mW, 通过调节偏振控制器的状态, 得到如图 6.19 所示的基于环形光纤腔的微腔光频梳的演化过程:

状态 1: 环形激光腔内只有一个模式起振发光, 形成单纵模的连续激光。

状态 2: 通过调节腔内光场的相位, 使整个激光腔的光程为 MRR 长度的 $I+J/K$ 倍 (I 、 J 和 K 都是整数, 且 J 和 K 不可约分), 形成如上节所述的“FD-DFWM”锁模激光。图 6.19 中的状态 II 对应 $K=6$ 的情况。

状态 3: 随着腔内模式关系的变换, 形成子梳形式的光频梳。每个子梳内的各个谱

线具有相同的频率间隔，并通过 MRR 内的四波混频效应实现相位的锁定。然而由于光纤腔的色散作用，各个子梳的重频并不一致，测试得到的各个子梳间的重频差约为 1.2MHz，在频谱仪上测试得到一个间隔约为 1.2MHz 的微波频梳。这些低频的频率成分相互拍频，在时域上对状态 2 形成的高速脉冲信号进行调制，形成具有慢变包络的脉冲序列。

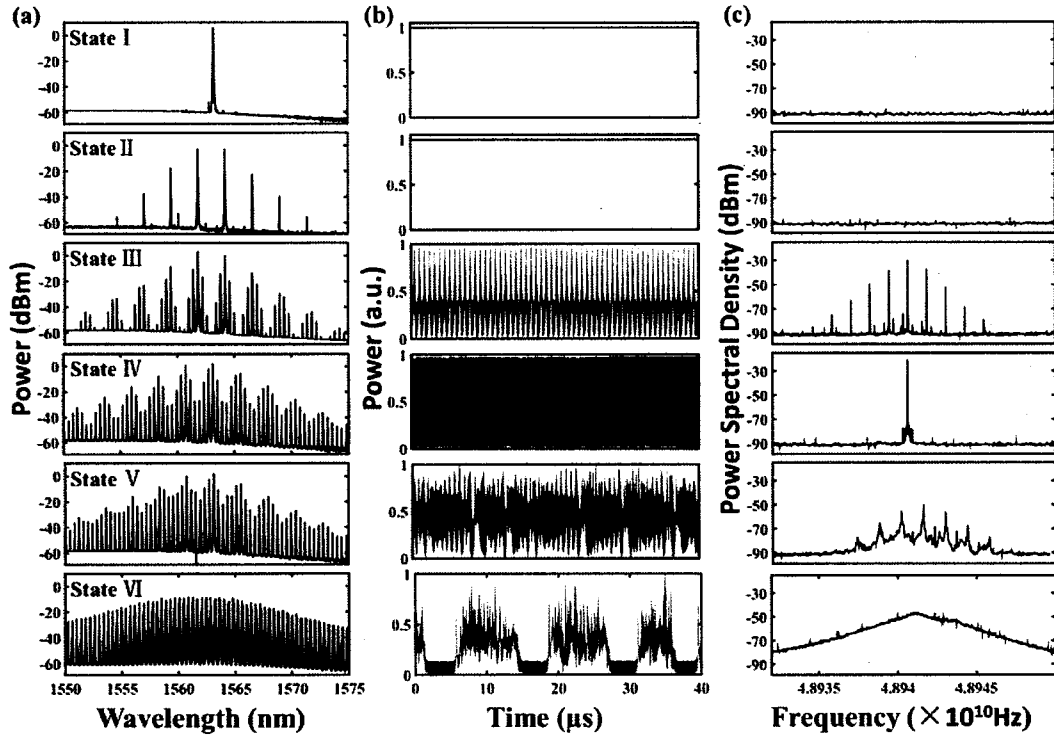


图 6.19 基于环形光纤腔的微腔光频梳演化过程。(a) 六种频梳演化状态的光谱图；(b) 六种频梳演化状态的时域波形图；(c) 六种频梳演化状态的频谱图。

Figure 6.19 The evolution process of fiber ring cavity based optical frequency comb.

(a) The optical spectra of 6 different phases. (b) The oscillator waveform of 6 different phases. (c) The ESA spectrum of 6 different phases.

状态 4：随着腔内功率的提升，各个子梳的频率成分增多，当各个子梳开始交叠时，整个频梳的频率间隔趋于一致，在频域形成单频的微波信号。整个腔的色散被腔内的非线性相移所补偿，此时 $\Delta = \delta$ ， Δ 和 δ 的定义如图 6.21 所示。从现象上看，状态 4 与外部泵浦微腔光频梳的“ Δ - δ ”匹配锁定^[193]或自注入锁定光频梳^[198]相类似。使用 59GHz 的实时示波器，观察到连续稳定的正弦信号（受限于探测器和示波器的带宽），

此时的光谱梳处于相位锁定状态。

状态 5: 随着腔内光功率的进一步提升, 各个子梳间的交叠进一步提升。相位锁定的光频梳将保持到有部分 MRR 谐振峰内有多于一个光纤腔模式起振, 光纤模式的模式竞争将影响到光频梳的稳定性, 同时这些模式通过四波混频效应形成更多的频率成分。腔内的各种频率成分相互拍频, 对相位锁定的光频梳产生调制, 从而形成不规则的时域波形, 在频域有更多的频率成分形成。

状态 6: 进一步增加腔内功率, 并调节腔内光场的偏振态, MRR 两个偏振模式 (即 TE 和 TM 模式) 的谐振峰内都有光纤腔模式起振发光, 并且在一个谐振峰内不止存在一个光纤腔模式, 测试整个腔内的激光模式数极大地增加, 这些频率通过相互间的四波混频效应产生更多新的频率成分, 如同外部泵浦 MI 光频梳。同时由于模式竞争的关系, 这些频率成分并不稳定存在, 因此其时域表现为调 Q 的激光脉冲, 每个脉冲内具有复杂的波形成分, 在频域具有大量的频率成分, 形成平滑的频谱曲线。

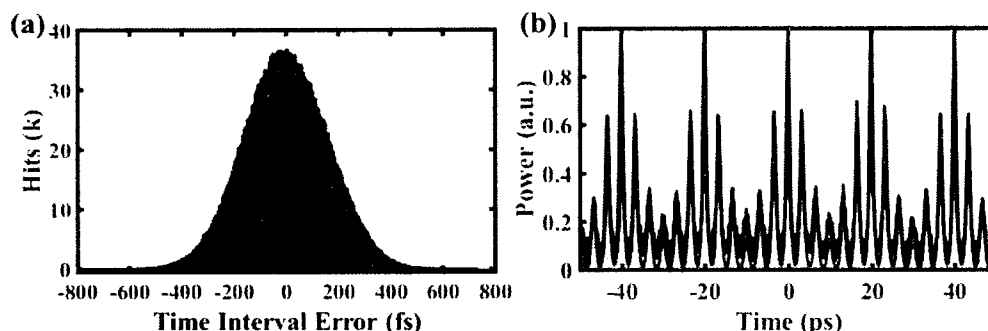


图 6.20 相位锁定的环形腔光频梳 (状态 4) 的时域特性测试结果。(a) 状态 4 在 $40\mu\text{s}$ 内的时间间隔误差 (TIE); (b) 测量自相关曲线 (蓝色) 与光谱傅里叶变换的自相关曲线 (红色)。

Figure 6.20 Temporal characteristic of the phase-locked state optical frequency comb (state IV). (a) The histogram of the time interval error of the measured continuous sinusoidal waveform of $40\mu\text{s}$ time length. (b) Measured AC trace (blue line) and calculated AC trace (red line) from the corresponding to the optical spectrum.

上述六个状态中, 状态 4 是相位锁定的光频梳, 图 6.20 (b) 的蓝色曲线为实验测得自相关曲线, 其波形为被 49GHz 基频信号调制的重频为 294GHz 的脉冲序列。红色曲线为状态 4 光谱图经傅里叶变换得到的自相关曲线。实验测试曲线与傅里叶变换曲线可以很好地吻合, 表明状态 4 各谱线的相位完全锁定。图 6.20 (a) 为 59GHz 高速

实时示波器测得的时间间隔误差直方图，其均方根（RMS）抖动为 159fs，包括了状态 4 波形的自身抖动、测量系统的采样时钟抖动及测量系统的量化误差引起的抖动等。本实验测量数据完全在实验室条件下取得，并未对系统进行任何热和振动控制。通过有效的控制措施，有望将状态 4 光频梳的稳定性进一步的提升。

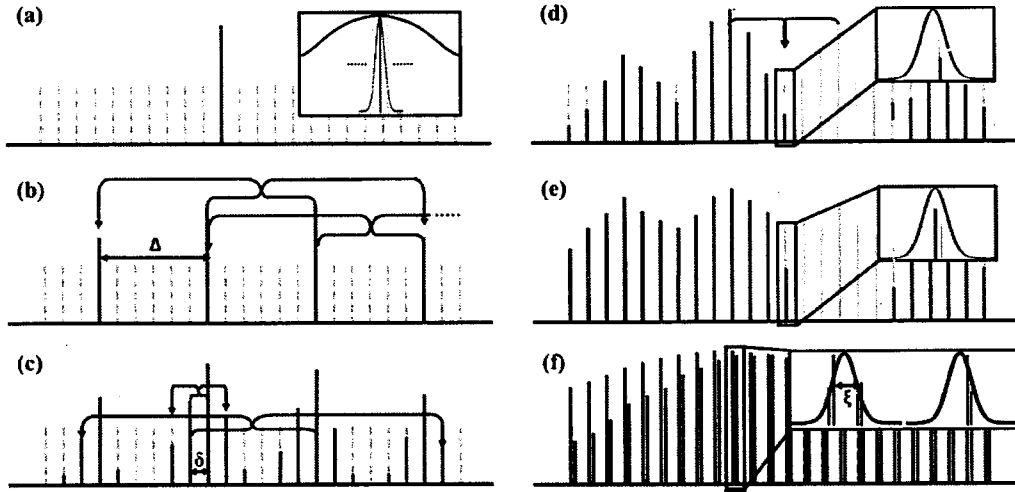


图 6.21 基于环形光纤腔的微腔光频梳演化原理图。

Figure 6.21 The schematic of the fiber ring cavity based optical frequency comb evolution process.

外部泵浦微腔光频梳和本章研究的基于环形腔的微腔光频梳都具有五种类似的频梳状态：激光态、主梳态、子梳态、高噪态和低噪态。然而各个状态的形成机理是完全不同的，外部泵浦的激光态是泵浦光与谐振峰的有效耦合而产生，而基于环形腔的微腔光频梳的激光态则是通过腔内的激光振荡产生；外部泵浦的主梳态由腔内的光参量振荡效应产生，各个谱线具有一定的相位关系，但并不完全同相，而基于环形腔的微腔光频梳的主梳态则是基于“FD-DFWM”形成的锁模脉冲；外部泵浦的子梳态由腔内的参量增益产生，而基于环形腔的微腔光频梳的主梳态则是由激光腔的受激振荡形成，并由四波混频效应实现相位的锁定；外部泵浦的高噪态由于微腔内“ $\Delta - \delta$ ”的不匹配而形成，而基于环形腔的微腔光频梳的高噪态则主要是由于腔内的“多纵模不稳定性”以及参量过程引入的多个频率成分而形成；外部泵浦的低噪态由微腔内“ $\Delta - \delta$ ”匹配或腔孤子的产生而形成频率锁定，而基于环形腔的微腔光频梳的低噪态则主要是由于腔内“ $\Delta - \delta$ ”相匹配，并由四波混频效应锁定其相位而形成。基于环形光纤腔的微腔光频梳的演化过程原理如图 6.21 所示。

相对于外部注入泵浦光激励腔内非线性过程产生光频梳的实验, 基于环形光纤腔的微腔光频梳所需的能量更低, 本章所述实验的光纤腔内光功率只有几十 mW, 腔内各个谱线的增益为各个谱线间的参量增益及腔内的受激辐射增益之和, 其中参量过程是实现其相位锁定的必备条件; 而产生外部泵浦孤子光频梳所需要的泵浦功率约为 1W, 除泵浦光外, 其它谱线主要依赖腔内的参量增益过程产生。正是由于两种光频梳产生机理的不同, 所形成的光频梳带宽的决定因素也将不同: 外部泵浦微腔光频梳的带宽主要由微腔的色散值、品质因子和泵浦功率等因素相关, 而基于环形光纤腔的微腔光频梳的带宽除和上述几个因素相关外, 还与腔内增益介质的增益带宽相关。总之, 基于环形光纤腔的微腔光频梳是一种新型产生微腔光频梳的技术方案, 该方案具有低功耗, 无需外部窄线宽泵浦源的优势, 有利于微腔光频梳的小型化集成。

6.5 “自锁定”正交双梳实验研究

2016 年, Science 杂志报道了微腔双梳在光谱测量领域的应用, 即使与现有最先进的傅里叶变换光谱测量技术相比, 微腔双梳在测量精度、灵敏度及速率等方面具有巨大的优势^[98, 296-299]; 在测距方面, 微腔双梳提供了亚微米的测量精度, 并具有超高的测量速度^[100, 101]。双梳测量的原理可以类比于数字采样示波器^[299], 即相当于使用一个重频为 $f + \Delta f$ ($\Delta f \ll f$) 的光频梳对另一个重频为 f 的光频梳进行采样。为避免转换出的 RF 谱交叠, 两个光频梳的带宽需要满足 $\Delta\nu \leq f^2/2\Delta f$, 而最小采样时间可以简化为 $1/\Delta f$, 测量带宽和采样时间是相互矛盾的, 在实际应用中需要在两者之间做均衡。微腔光频梳具有超高的重频, 使双梳测量系统在保持快速测量时间的同时具备较高的测量分辨率。直观地, 可以使用两个具有不同 FSR 的微腔产生一对具有不同重频的光频梳, 并将两个光频梳耦合在一起直接形成双梳^{[98]-[100]}。使用两个微腔产生双梳的系统思想较为简单, 但需要消耗两倍的资源, 并且不利于抑制由于两个微腔的相对波动引起的共模噪声。近来报道的双向传输的双梳实验在单个微腔内产生了两套光梳^[243, 300], 两个光频梳的重频的差异可以通过调节对向传输泵浦光的频率或功率进行控制, 该类实验所产生的双梳重频差较小, 并且具有相同的偏振态。利用单个微腔产生双光梳的另一个方案是利用微腔的两个正交偏振态, 即 TE 模式和 TM 模式。由于微腔的非对称结构和制造过程引入的缺陷, TE 模式和 TM 模式具有不同的 FSR。当两个腔模式同时被连续光泵浦时, 在微腔内可以产生两个正交偏振态的光频梳^[301]。利用微腔内的交叉相位调制

(XPM)可以产生正交双梳,该方案首先在微腔的一个偏振模式上形成孤子频梳,然后在另一个偏振模式中注入一个相对微弱的信号光,由于微腔内的 XPM,在微腔内形成一个新的光频梳,该频梳的偏振态与原孤子频梳正交,由于转换效率及信号强度的问题,新产生频梳的带宽较窄。本节,利用“自锁定”的实验方案,实现正交偏振双梳的产生。

图 6.22 为该实验所用 MRR 的原理结构图,其横截面为 $2\mu\text{m}\times 3\mu\text{m}$,利用有限元方法计算得到的两个正交模场分布如图 (c) 和 (d) 所示,这两个正交模式的有效折射率分别为 1.5613 和 1.56 (在 1558nm 处),它们所对应的 FSR 分别为 0.41361nm 和 0.41396nm,两个偏振模式的 FSR 相差了 44MHz。实验测得 MRR 正交模式的 FSR 分别为 48.952GHz 和 48.99GHz,其差值为 38MHz,与理论值基本一致,其差异主要是由 MRR 的制作缺陷所引入。MRR 的色散特性利用一个光纤谐振腔进行辅助测试,测量过程及结果参考第二章微环谐振测试部分。

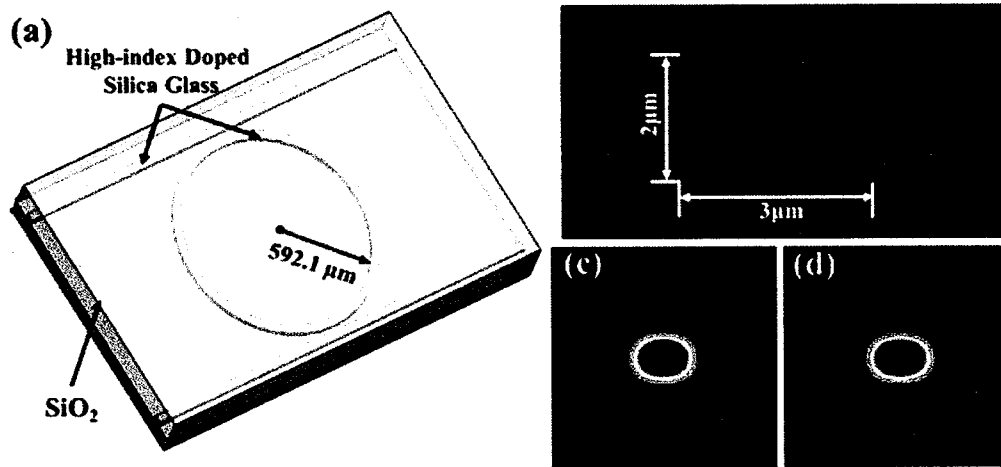


图 6.22 微环谐振腔的原理图。(a) MRR 的结构原理图; (b) 波导截面的 SEM 图; (c-d) TE 和 TM 模式的模场分布图。

Figure 6.22 The schematic of the MRR. (a) The schematic of the four-port high-Q MRR. (b) The SEM image of the waveguide cross-section with $2\mu\text{m}\times 3\mu\text{m}$ dimension. (c-d) The calculated mode profiles for both TE and TM polarizations respectively.

图 6.23 为“自锁定”正交双梳产生实验的原理图,该实验结构图分为两个部分,第一部分为一个环形激光腔,包括使用单模光纤连接的 EDFA、光隔离器、偏振控制器、MRR、光分束器和光学带通滤波器。环形激光腔的长度约为 40m,相应的模式间隔约为 5.1MHz。第二部分为一个偏振分束器,用于将两个正交偏振的频梳分离。

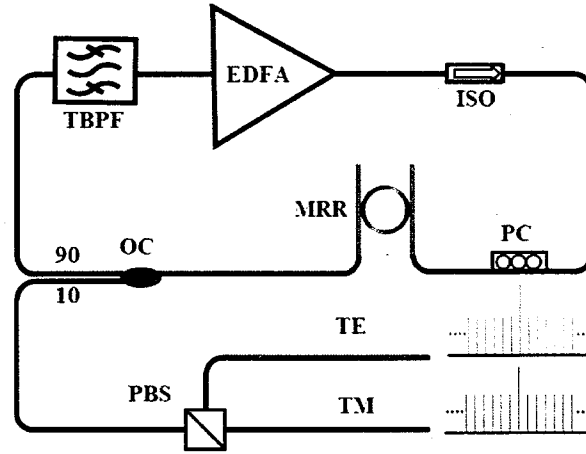


图 6.23 正交双梳的实验原理图。TBPf: 可调带通滤波器; EDFA: 光纤放大器; ISO: 光隔离器; PC: 偏振控制器; MRR: 微环谐振腔; OC: 光分束器; PBS: 偏振分束器, TE: 横电场模式, TM: 横磁场模式。

Figure 6.23 The experimental diagram of the self-locked orthogonal dual combs generation. TBPf: Tunable bandpass filter, EDFA: Erbium doped fiber amplifier, ISO: Isolator, PC: Polarization controller, MRR: Micro-ring resonator, OC: Optical coupler, PBS: Polarization beam splitter, TE: Transverse electric, TM: Transverse Magnetic.

实验中, 设置可调带通滤波器的带宽为 0.4nm, 中心波长为 1558nm, 只允许 MRR 的一对正交模式在环形光纤腔内振荡形成激光, 所产生的激光作为正交光频梳产生的泵浦光。通过调节偏振控制器的状态调整两个正交偏振泵浦光的相对强度。当 EDFA 的输出功率达到 17.5dBm 时, 在微腔内产生光参量振荡, 产生新的频率成分。由于腔内的多纵模效应, 使光参量振荡的阈值降低了一个数量级。当泵浦功率达到 30dBm 时, 产生了带宽超高 300nm 的宽带光频梳, 实验测试结果如图 6.24 (a) 所示, 图 6.24 (b-d) 显示了正交双梳在 1530nm、1558nm 和 1590nm 附近的频梳细节。正交双梳利用偏振分束器分离后的光谱如图 6.24 (e-f) 所示。总之, 本节使用“自锁定”的技术方案对正交双梳的产生进行了原理性验证。

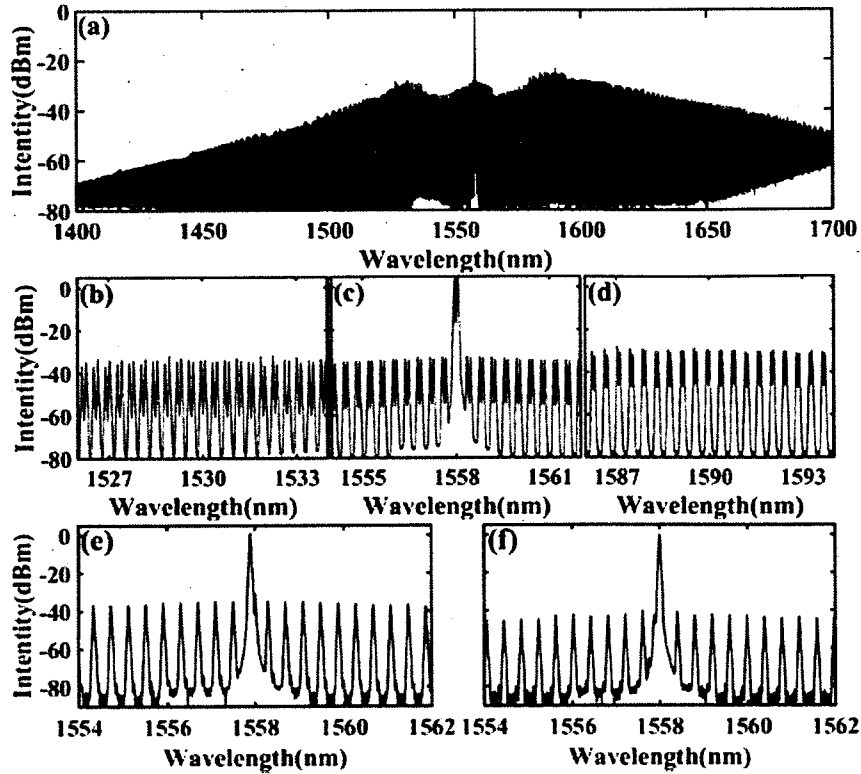


图 6.24 “自锁定”正交双梳实验结果图。(a) 当泵浦功率达到 1W 时, 产生的宽带正交双梳光谱图; (b-d) 1530nm、1558nm 和 1590nm 处的正交双梳光谱图; (e-f) 利用偏振分束器分离后的光频梳光谱图。

Figure 6.24 Experimental results of the Orthogonal polarized dual optical frequency combs. (a) The optical spectrum of the orthogonal polarized dual-comb with 1W pump power. (b-d) The enlarged drawing of the orthogonal dual-combs at around wavelengths 1530 nm, 1558 nm and 1590 nm, respectively. (e-f) The optical spectra of separated TM and TE polarized combs.

6.4 小结

本章主要开展了基于“自锁定”方案的微腔光频梳研究, “自锁定”方案将 MRR 嵌入到一个增益光纤腔内, 实现微腔泵浦光的自激振荡产生, 泵浦光频率与微腔谐振峰自动锁定, 故此称为“自锁定”光频梳。当光纤腔过长时, 腔内光场产生“多纵模不稳定性”, 光场的峰值功率被增强, 因此“自锁定”微腔光频梳的阈值大幅降低。本章首先采用“自锁定”技术方案在 MRR 内产生了单色泵浦和双色泵浦的光频梳。相对于单泵浦方案, 双色泵浦具有阈值低和重频可以自由调节的优点。同时利用

正交双色泵浦的方案对正交双梳的产生进行了实验验证。

通过缩短环形光纤腔长度（增加激光腔模式间隔）的方法，有效地解决了“自锁定”微腔光频梳产生实验中的“多纵模不稳定性”问题。通过调节光纤腔的有效光学长度，观察到“自锁定”微腔光频梳的演化过程，当满足“ $\Delta\text{-}\delta$ ”匹配条件时，实现了相位锁定的低噪态光频梳，该光频梳在实验室条件下具有优良的频率稳定性。在频梳演化过程中，存在一种特殊的频梳状态——“FD-DFWM”锁模态，该状态可以用作“FD-DFWM”锁模激光器。当激光腔的光学长度等于 MRR 光学长度的 $(I+J/K)$ 倍时，激光器输出频梳的频率间隔为 $K\times\text{FSR}$ ，激光器的所有激光模式通过四波混频效应达到相位锁定，从而得到超高重频的锁模激光脉冲。“自锁定”微腔光频梳方案减轻了对泵浦光源的依赖，降低系统的功耗，在微腔光频梳的小型化集成方面具有一定的优势。

第七章 工作总结与展望

7.1 论文的主要研究成果及创新点

本论文围绕微腔光频梳的产生,首先对光学微腔的设计、制备和测试进行了介绍,随后采用外部注入泵浦光和“自锁定”自激产生泵浦光两种技术方案,开展了微腔光频梳的实验和理论研究。以固定频率激光器为泵浦源,采用温控调谐 MRR 谐振频率的方案得到了稳定的孤子晶体频梳,并利用扰动的 LLE,对孤子晶体频梳的产生机理进行了理论研究。还开展了程控孤子晶体产生和高度集成片上光频梳的可行性研究。本论文完成的研究工作及取得的研究成果主要包括以下几个方面:

1、MRR 的设计、制备和测试

针对微腔光频梳的应用,采用高折射率差光子集成平台,设计并制备了具有负色散系数的具有高品质因子的 MRR,并在片上制备了模斑转换结构,使波导与光纤的耦合损耗降至 1dB 以下。采用连续激光扫描及光纤谐振腔辅助的测试方案,对 MRR 的特征参数进行了测量。

2、外部泵浦微腔光频梳

采用外部注入泵浦光的技术方案,对微腔光频梳的演化过程进行了研究。在微腔光频梳产生实验中,泵浦光从具有热稳定性的蓝失谐端耦合进入 MRR,由于 MRR 的热光效应,MRR 展现出三角形状的谐振峰曲线,当泵浦光扫过 MRR 的一个谐振峰时,腔内光场经历了主梳(图灵梳)、子梳、MI 梳和孤子频梳的演化过程。其中 MI 梳处于高噪态,论文对 MI 梳噪声的内在机理进行了分析。孤子晶体是孤子频梳的一种形态,频梳的各个梳齿具有相同的间距,在 MRR 内同时存在多个稳定的孤子。孤子晶体频梳对于研究孤子的相互作用及微腔光频梳的工程应用具有重大的价值。在我们的实验中,观察到多种形态的孤子晶体频梳,并对孤子晶体频梳的形成机理进行了详细的讨论,利用扰动 LLE 对各种形态的孤子晶体频梳进行了理论仿真。论文还对孤子晶体频梳所表现出来的拉曼自频移现象进行了实验和理论研究。最后,对程控孤子晶体频梳和高度集成化的孤子晶体频梳的可行性进行了实验验证。

3、“自锁定”微腔光频梳

得益于光纤激光腔的自反馈效应,“自锁定”光频梳对环境温度及振动具有极好的免疫能力,对于微腔光频梳产生的原理验证具有先天性优势。本论文利用“自锁定”技术方案,实现了“单色泵浦”和“双色泵浦”光频梳产生的实验验证。由于泵浦光的拍频增强效应,相对于外部注入泵浦方案,“自锁定”方案具有较低的阈值功率。对于“单色泵浦”方案,直接形成单倍 FSR 的微腔频梳。“双色泵浦”得到频率间隔在 $6\sim 46\times\text{FSR}$ 范围内可调谐的光频梳。

当光纤激光腔长度缩短至 1.9m,通过控制光纤腔的长度,观察到腔内光场从激光态、主梳态、子梳态、低噪态到高噪态的演化过程。低噪态光频梳的形成得益于“ $\Delta - \delta$ ”的匹配锁定,而光频梳的高噪声主要是由“多纵模不稳定性”引起,并且噪声随着腔内功率的增加而增长。

4、重频可调谐的超高重频锁模激光器

利用 MRR 的梳状滤波作用和超高非线性效应,实现了超高重频的锁模激光器,由于 MRR 的双重作用,该激光器也被称作“FD-DFWM”锁模激光器。该研究解决了以往“DFWM”锁模激光器由于激光腔长度过长而引入的“多纵模不稳定性”问题,并通过调谐激光腔与 MRR 的长度关系,以类似于时分复用的方式,实现了重频在 $1\sim 15\times\text{FSR}$ 范围内可调谐的激光脉冲源,为未来片上光信息处理研究奠定了基础。

本论文所取得的研究成果,对微腔光频梳在测量技术、微波光子学、光通信技术、光信息处理及量子光学中的应用研究具有一定的推动作用,特别是对程控光频梳产生和可高度集成化光频梳的可行性实验研究,为微腔光频梳的实际工程应用奠定了基础。论文的主要创新点包括以下几个方面:

1. 首次采用 TEC 温控的方式,在高折射率差 MRR 内产生了孤子晶体频梳。通过调节泵浦光功率及其偏振态,实验观察到理想态、Schottky 缺陷、Frenkel 缺陷和超结构缺陷等形态的孤子晶体频梳,为研究孤子间相互作用提供了有效的实验手段。并通过来回调节 TEC 温度或泵浦功率的方法,首次实验实现了孤子频梳和 MI 频梳的相互转换,验证了孤子晶体频梳的稳定性。同时将微腔封装进一个商用的 14 引脚蝶形封装内,为微腔光频梳的工程应用提供了极大的便利。

2. 以 100Hz 线宽的激光器为泵浦源(已报道的最窄线宽的泵浦源),在微腔中产生了稳定的孤子晶体频梳;并利用延时自外差的方法,测量了孤子晶体频梳

短时间内的重频不稳定性。

3. 基于片上 MRR 负反馈的技术方案,将 DFB 激光器的线宽压窄到 5.5kHz,实现了高集成度的窄线宽半导体激光器,并利用该激光器作为泵浦源,实现了孤子态的微腔光频梳,为实现高度集成化的微腔光频梳奠定了基础。

4. 利用“自锁定”的技术方案,实现了重频在 $6\sim 46\times\text{FSR}$ 范围内可调谐的双色泵浦光频梳,并验证了正交双频梳产生的可行性。

5. 利用“FD-DFWM”技术方案,通过调节环形光纤腔和 MRR 的相对长度关系,实现了重频在 $1\sim 15\times\text{FSR}$ 范围内可调谐的高频锁模激光器;同时利用偏振微调光纤腔的有效长度,研究了光场在 MRR 内的演化过程,实现了基于环形腔的低噪态光频梳,该研究实现了一种全新的实现锁相微腔光频梳的技术方案。

6. 在理论上,利用扰动的 LLE,通过增加模式交叉及波导非均匀损耗效应,得到稳定的孤子晶体频梳解。并基于扰动的 LLE,研究了孤子晶体中的拉曼自频移问题。还基于 NLSE,对“FD-DFWM”锁模激光器进行了建模,得到与实验相吻合的理论结果。

7.2 对未来工作的展望

本论文基于高折射率差 MRR,研究了 MRR 的设计、制备、测试和封装方法,并对 MRR 内光场的演化过程进行了实验和理论研究,实现了孤子态的微腔光频梳。下面对微腔光频梳产生及其未来的应用研究进行展望:

1、在 MRR 的设计和制备方面,通过加工工艺的改进,使片上波导的传输损耗降低一个量级以上,实现品质因子大于 10^7 的片上微环谐振腔。从而实现微腔光频梳泵浦功率两个量级以上的降低,实现片上全集成的微腔频梳及低重频的微腔光频梳。

2、开展确定性微腔孤子频梳的研究,研究微腔内孤子的相互作用,以及对泵浦失谐的精确控制。特别是程控孤子频梳的小型化集成,推动微腔光频梳的工程化应用。同时实现微腔光频梳的频率锁定,得到超高频率稳定性的微环光频梳,为未来超高精度测量及光钟的应用奠定基础。

3、开展微腔光频梳的工程应用研究:首先实现微腔光频梳的全集成封装和程控产生,进而开展微腔光频梳在超高速并行通信系统、光学任意波形发生器、双梳的光谱技术和精密测量技术等领域的应用研究,以及片上光信息处理、光子

计算及高集成度的多路并行光通信模块的研究开发。

4、开展基于 MRR 的片上量子光源研究：在未来研究中可将微腔光频梳的部分技术拓展到片上量子光学领域，开展片上纠缠光子源甚至量子频梳源的产生，片上高维量子态制备及操控等科学技术研究；为未来高集成度的量子计算、量子信息处理和量子通信技术的发展奠定基础。

总之，微腔光频梳是一个新兴的技术领域，展现出了巨大的学术价值，已经在多种集成平台上实现，研究团队仍在积极拓展更多的材料平台。目前微腔光频梳已经在精密测量、光谱学及通信技术等应用领域表现出巨大的优势，更多的微腔光频梳应用研究正在逐步展开，因此微腔光频梳具有重大的应用价值，并将推动众多应用技术的跨越式发展。

附录 A 插图和表格索引

A.1 插图索引

图 1.1	光频梳的频域和时域示意图.....	1
图 1.2	“f-2f”自参考锁频光频梳的原理图	3
图 1.3	光频梳的应用演化树.....	4
图 1.4	平坦化光电梳的技术方案.....	7
图 1.5	微腔孤子频梳.....	10
图 2.1	典型光学微腔的模型.....	15
图 2.2	光学微腔的滤波特性.....	16
图 2.3	高阶微腔滤波器结构及其滤波特性曲线.....	16
图 2.4	基于高阶串联光学微腔的带宽可调滤波器.....	17
图 2.5	波导的基模模场分布图.....	18
图 2.6	高折射率差波导的传输损耗曲线.....	20
图 2.7	耦合系数与波导间距的关系曲线.....	20
图 2.8	理论计算得到的截面为 $2\times 3\mu\text{m}$ 的波导色散曲线	23
图 2.9	波导传输损耗测试系统.....	25
图 2.10	微环谐振腔的原理图及其传输特性.....	26
图 2.11	光学微腔色散特性测试原理图	28
图 2.12	光纤谐振腔辅助的 MRR 参数测试结果.....	29
图 3.1	光参量振荡的原理图.....	31
图 3.2	光频梳模式与光学微腔模式的关系图.....	33
图 3.3	微腔光频梳实验的典型原理图.....	34
图 3.4	模式的径向和极向场强轮廓图.....	39
图 3.5	MRR 的原理及模场图.....	45
图 3.6	理论计算得到的 MRR 的色散曲线, 其零色散点在 1371nm	45
图 3.7	13 轴片上光波导耦合平台.....	46
图 3.8	MRR 特性的测试系统.....	46
图 3.9	MRR 内光参量振荡的实验原理图.....	48
图 3.10	MRR 内光参量振荡的实验结果图.....	49
图 4.1	MRR 光频梳产生的原理图.....	55
图 4.2	MRR 中光频梳的演化过程.....	56
图 4.3	LLE 仿真得到的光频梳演化过程	57
图 4.4	克尔光频梳的噪声形成分析.....	59
图 4.5	10MHz 分辨率的光频梳光谱.....	60
图 5.1	孤子晶体频梳产生原理图.....	64
图 5.2	高折射率差掺杂玻璃 MRR 内的光频梳演化.....	65
图 5.3	正交分离的孤子晶体频梳光谱图, 1517nm 处存在明显的模式交叉.....	67
图 5.4	理想孤子晶体的实验(红色)与仿真(蓝色)光谱图和自相关曲线.....	68
图 5.5	各种形态微腔孤子晶体频梳.....	70
图 5.6	仿真得到的孤子晶体频梳演化图.....	71

图 5.7	孤子晶体频梳失谐量的测试原理图	73
图 5.8	孤子晶体频梳失谐量的测试结果	73
图 5.9	腔内光场能量随泵浦失谐量的变化曲线	75
图 5.10	单孤子频梳转换效率的理论计算结果	75
图 5.11	理想孤子晶体频梳的转换效率示意图	76
图 5.12	光频梳状态演化图	77
图 5.13	单个缺位孤子晶体的失谐测试结果。	78
图 5.14	单个缺位的孤子晶体的实验（红色）和仿真（蓝色）光谱图	79
图 5.15	增加拉曼自频移项后的仿真与实验光谱图，其拉曼自频移量约为 $8 \times \text{FSR}$	80
图 5.16	BPSK 光通信系统传输速率与所需激光器线宽的对应关系	81
图 5.17	延时自外差法的原理示意图	82
图 5.18	理论计算的光电流功率谱密度（PSD）	83
图 5.19	理想孤子晶体重频线宽测试结果	85
图 5.20	单个缺位孤子晶体重频不稳定性测试结果	86
图 5.21	孤子晶体频梳产生过程中腔内光场能量的演化图	87
图 5.22	程控孤子晶体频梳产生的实验原理图	88
图 5.23	频梳功率及控制电压的变化曲线	89
图 5.24	程控产生的孤子晶体频梳光谱图	89
图 5.25	基于 MRR 负反馈窄线宽半导体激光器的结构图	91
图 5.26	基于 MRR 负反馈窄线宽半导体激光器的工作原理图	92
图 5.27	基于 MRR 负反馈窄线宽半导体激光器的测试结果	92
图 5.28	孤子晶体频梳的实验原理图	93
图 5.29	基于负反馈半导体窄线宽激光器的微腔频梳演化图	94
图 6.1	“自锁定”克尔光频梳的实验原理图	97
图 6.2	“自锁定”微腔光频梳光谱图	98
图 6.3	“自锁定”微腔光频梳的射频谱	99
图 6.4	双色泵浦微腔克尔光频梳的原理示意图	100
图 6.5	“自锁定”双色泵浦微腔光频梳的实验框图	101
图 6.6	MRR 内四波混频的实验结果，泵浦光的频率间隔为 $10 \times \text{FSR}$ ，即 490GHz	102
图 6.7	频率间隔可调谐的双泵浦光频梳实验结果图	103
图 6.8	不同功率的双色泵浦光频梳的仿真光谱图（左）和时域曲线图（右）	104
图 6.9	仿真得到的 $3 \times \text{FSR}$ 重频的双色泵浦孤子频梳	105
图 6.10	“FD-DFWM”锁模激光器的实验原理图	107
图 6.11	MRR 的原理图及色散测试结果	108
图 6.12	速率可调谐“FD-DFWM”锁模激光器的原理示意图	108
图 6.13	基频“FD-DFWM”激光器的实验结果	109
图 6.14	速率倍增的“FD-DFWM”锁模激光器实验结果	111
图 6.15	实验测得的倍频“FD-DFWM”锁模激光器的模式特性	112
图 6.16	“FD-DFWM”锁模激光器的仿真结果	114
图 6.17	MRR 的原理图及其特征曲线	115
图 6.18	基于环形光纤腔的微腔光频梳实验原理图	116
图 6.19	基于环形光纤腔的微腔光频梳演化过程	117
图 6.20	相位锁定的环形腔光频梳（状态 4）的时域特性测试结果	118
图 6.21	基于环形光纤腔的微腔光频梳演化原理图	119

图 6.22	微环谐振腔的原理图.....	121
图 6.23	正交双梳的实验原理图.....	122
图 6.24	“自锁定”正交双梳实验结果图.....	123

A.2 表格索引

表 1.1	基于光纤锁模激光器的光频梳的典型性能.....	5
表 1.2	不同锁模激光器光频梳特征参数.....	6
表 1.3	微腔特性及其产生的 Kerr 光频梳的关键参数	9
表 2.1	典型的回音壁模式和片上波导光学微腔.....	14
表 2.2	全通型光学微腔的 Q 值计算结果.....	21
表 2.3	上下话路型光学微腔的 Q 值计算结果.....	21
表 2.4	波导参数列表.....	24
表 3.1	微环谐振腔的物理参数.....	47

附录 B 符号与缩略词

B.1 符号

f_0	载波包络偏移频率
f_r	光频梳重复频率
f_n	光频梳第 n 阶梳齿的频率
V	模式体积
Q	品质因子
n	折射率
n_g	波导的群折射率
n_{eff}	波导的有效折射率
n_2	波导材料的非线性系数
λ	光波长
Q_{ext}	耦合品质因子
Q_{int}	固有品质因子
τ_{ext}	耦合引起的光子寿命
τ_{int}	波导传输损耗引起的光子寿命
κ	环形波导与耦合波导的耦合系数
e	自然常数
c	真空中的光速
ω	光波的角频率
α_L	波导的线性衰减系数
A_{eff}	光波的有效模式面积
γ	波导的非线性系数
g	参量增益
β_2	二阶色散系数
Ω_s	频移量
Ω_R	拉曼自频移量

$\hbar$	普朗克常数
ϵ	介电常数
P_l^m	勒让德多项式
Σ	光学微腔模式和泵浦光的失谐量
Λ	模式间的耦合系数
$\delta(x)$	Kronecher 函数
$\mathcal{F}_0$	外部激励的幅度
Ω_0	泵浦光的角频率
ℓ_0	泵浦所对应谐振峰的模式数
$\omega_{\ell 0}$	泵浦对应谐振峰的角频率
ω_ℓ	各个谐振峰的本征角频率
$\Delta\omega_\ell$	模式为 ℓ 的谐振峰的线宽
σ	泵浦激光与腔谐振峰的失谐量
A	腔内光场的慢变化包络
P_{in}	泵浦功率
η	耦合系数
A_{eff}	波导的有效模式面积
τ_R	拉曼时间常数
τ_d	延时光纤的延时时间
τ_c	待测光场的相干时间
$S_s(\omega)$	光电流的功率谱密度

B.2 缩略词

NLSE	非线性薛定谔方程
FD-DFWM	滤波器驱动的耗散四波混频
FSR	自由光谱范围
MRR	微环谐振腔
MI	调制不稳定性
LLE	Lugiato-Lefever 方程
CMOS	互补金属氧化物半导体
MZI	马赫则德尔干涉仪
DFWM	耗散四波混频
TEC	半导体致冷器
SC	孤子晶体
OFC	光学频率梳
DSHI	延时自外差
SAM	可饱和系数镜
NPE	非线性偏振演化
FDTD	时域有限差分法
LPCVD	低压化学气相沉积
PECVD	等离子体增强化学汽相沉积
RIE	反应离子刻蚀
EBL	电子束光刻
ECDL	外腔半导体激光器
PM	功率计
PC	偏振控制器
PG	同步脉冲发生器
ISO	光隔离器
OC	光耦合器
OSA	光谱分析仪

FRR	光纤环形谐振腔
PD	光电探测器
OPO	光参量振荡
LD	激光二极管
SVA	慢变化幅度展开式
SEM	电子扫描电镜
PSD	功率谱密度