

博士学位论文

微腔光频梳及其在微波信号产生中的应用研究

作者姓名:	谢 鹏
指导教师 :	张文富 研究员 未来技术学院
	王屹山 研究员 未来技术学院
学位类别:	
学科专业:	光学
培养单位:	中国科学院大学未来技术学院

2020年9月

Research on microcavity optical frequency comb and its

application on microwave signal generation

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

[Xie Peng] Supervisor: Professor Zhang Wenfu

Professor Wang Yishan

Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics,

Chinese Academy of Sciences

September 2020

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:

日 期:

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 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:	导师组	签名:
日	期:	日	期:

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: _____ 日 期: _____

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名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:	导师签名:	
日期:		日 期:	

摘要

随着光学微腔制备技术的快速发展,光学微腔的品质因子不断被提高,极大 地促进了腔内的场增强效应,为低泵浦阈值的微腔光频梳产生,创造了有利条件。 2007年,科研人员在二氧化硅光学微腔中首次实现了宽带克尔光学频率梳,从 此拉开了微腔光频梳的研究序幕。微腔光频梳突破了锁模激光器光频梳的技术瓶 颈,可实现 GHz-THz 的高重复频率,同时具有小尺寸、低功耗的优势,在精密 测量、光谱学、光通信技术和微波光子学等领域具有广泛的应用前景。本文基于 高折射率掺杂玻璃微环谐振腔,开展了微腔光频梳的理论与实验研究。采用辅助 光热平衡的技术手段,实现了微腔孤子光频梳的产生;在单泵浦技术方案下,实 现了呼吸子频梳的产生,通对腔内能量采样和射频谱的测量,对呼吸子频梳时域 脉冲振荡特性进行了研究与分析;基于异步采样技术和时间透镜技术,分别对微 腔光频梳的时域脉冲分布和腔内光场演化过程进行了测量与分析;在孤子光频梳 稳定产生的基础上,开展了高频微波信号产生的实验研究;基于腔内自发四波混

一、采用辅助光热平衡的方法,开展了微腔孤子光频梳的实验研究。通过合理选定泵浦光和辅助光的频率,利用热调微腔谐振峰的手段,在自由光谱范围(FSR)为49 GHz的微腔中实现了调制不稳定光频梳到多孤子光频梳的转换,并通过温控反向调节微腔谐振峰,实现了单孤子光频梳的确定性产生,光谱带宽大于 80 nm;利用单泵浦技术方案,实现了光谱大于 180 nm 的孤子晶体频梳;在 FSR 为 200 GHz 微腔内实现了呼吸孤子频梳,通过采样泵浦光扫过谐振峰的能量演化和射频谱的测量,证实了呼吸子频梳的时域脉冲呈"呼吸型"的周期性振荡。

二、 基于光学微腔中的自发四波混频效应,开展了量子光频梳的实验研 究,分别测量了泵浦功率为20、40、60mW时的光子符合计数,其符合计数率 处于3到5之间,证实了新产生光子对的量子关联特性;通过符合计数率与泵浦 功率表现出负相关性的实验结果,证实了低泵浦功率能有效促进噪声的减少和量 子频梳质量的提高,得出了微腔品质因子是量子频梳质量关键影响因素的结论。

三、 采用异步采样的技术方案,对孤子光频梳的时域脉冲分布进行了采

I

样研究。通过微环谐振腔产生一个稳定的单孤子频梳作为参考源,对另一个微环 谐振腔产生的单孤子、双孤子、三孤子、四孤子频梳分别进行了异步采样测量, 利用采集到的两套光频梳的拍频信号,对孤子频梳的时域脉冲分布进行了描述与 分析。此方法突破了普通光电探测器带宽的限制,可实现对高重复频率频梳的测 量。

四、 通过数值模拟研究,论证了时间透镜技术对多脉冲信号进行时域处 理的可行性。采用基于时间透镜的时域成像系统,将光频梳在时域放大 18 倍, 使用示波器对孤子光频梳的时域脉冲分布进行实时观测;以 20.4 ps 为周期,对 FSR 为 49 GHz 的微腔产生的光频梳进行采样分析,通过捕捉腔内孤子的实时位 移,孤子碰撞、湮灭和产生等瞬态行为,描述了腔内光场演化的过程。此方法解 决了高重频频梳实时测量的技术难题,为探索光频梳复杂的动力学瞬态过程提供 了新的研究思路和有效的技术手段。

五、 基于微腔孤子光频梳,实现了 48.97 GHz 的微波信号产生,信噪比为 60 dB;对微波信号的时间抖动和相位噪声进行了测量和分析,其时间抖动值为 533 fs,在 1 MHz 偏频处的相位噪声为-110 dBc/Hz;引入分频率器,实现了频率 可调的微波信号产生;开展了孤子双光梳拍频的实验研究,分别采用级联和并联 的技术方案探索了射频信号的产生,通过延时自外差法测量了两种方案的光信号 线宽。

关键词:微环谐振腔,光频梳,时间透镜,微波信号产生

II

Abstract

With the rapid development of optical microcavity fabrication technology, the quality factor has been improved, which greatly promoted the field enhancement effect in the microcavity and created favorable condition for the generation of optical frequency comb with low pump threshold. Researchers have firstly realized the Kerr frequency comb with broadband optical spectrum via the silica microcavity in 2007, which opened the door of the field of microcavity optical frequency comb. Microcavity optical frequency comb breaks the many limitations of optical frequency comb based on mode-locked laser, which can achieve the high repetition rate from GHz to THz and exhibit the advantages of small size and low power consumption. It has great potential in the fields of precision measurement, spectroscopy, optical communication and microwave photonics. This dissertation presents the theoretical and experimental research of microcavity optical frequency comb based on a micro-ring resonator fabricated in high-index doped silica glass platform. We have demonstrated soliton frequency comb generation via auxiliary laser scheme and breather soliton frequency comb generation via single pump scheme. The physical phenomenon of periodic oscillation in time domain of breather soliton has been explored by the energy sampling and RF spectrum measurement in the cavity. The time domain and dynamic evolution process of the microcavity optical frequency comb are measured and analyzed based on the dual-comb sampling and time-lens technique, respectively. Based on the stable generation of microcavity optical frequency comb, the experimental research of microwave signal generation has been explored. Besides, quantum frequency comb has also been explored based on the spontaneous four wave mixing of the microcavity. The main research contents and achievements of this dissertation are following:

1. Soliton optical frequency comb based on microcavity is explored by auxiliary laser scheme. The conversation of modulation instability to multiple soliton microcavity optical frequency comb has been realized in a microcavity with a FSR of

Ш

49 GHz by reasonably setting the frequency of the pump and auxiliary laser. And a soliton optical frequency comb with a spectral bandwidth greater than 80 nm has been generated by adjusting the microcavity resonance peak. Furtherly, soliton crystal with a spectral bandwidth of 180 nm has been realized via single pump scheme. Besides, the breather soliton has been found in a microcavity with a FSR of 200GHz and the physical phenomenon of periodic oscillation in time domain has been demonstrated by the measurement of the RF spectrum and the energy evolution of the pump sweeping over the resonance peak.

2. Based on the spontaneous four wave mixing in the microcavity, quantum frequency comb is explored and the coincidence counting is investigated under the pump power of 20, 40, 60 mW, respectively. The coincidence to accidental ratio is about 3 to 5 under the pump power from 20 to 60 mW, which demonstrates the quantum correlation of the generated photon pairs. It is demonstrated that low pump power could effectively reduce the noise and improve the quality of the quantum frequency comb by the experimental results of the negative correlation between pump power and coincidence to accidental ratio, which contributes to a conclusion that the quality factor of microcavity is an important impact factor of the quality of quantum frequency comb.

3. Based on dual-comb sampling scheme, we have explored the pulse distribution in time domain of the soliton frequency comb. Using a micro-ring resonator to generate a stable soliton frequency comb as the reference source, the direct measurement of soliton, dual-soliton, three-soliton and four-soliton state generated by another micro-ring resonator is realized. The pulse distribution in time domain has been characterized and described by the beat signal of two sets of optical frequency combs, which breaks the bandwidth limit of photodetector and can achieve the measurement of optical frequency comb with high repetition rate.

4. Time-lens technique is demonstrated to be an effective method for various signal processing via numerical simulation. In experimental work, providing a temporal magnification for $18 \times$ via time imaging system, the pulses in time domain have been real-time observed via normal photodetector and oscilloscope. For optical

frequency comb generated by the micro-ring resonator with FSR about 49 GHz, the solitons in the cavity are sampling by the period of 20.4 ps, which is used for describing the evolution of light field by capturing the real-time displacement of solitons, the transient behaviors including collision, annihilation and generation of solitons. This method solves the difficulty of real-time measurement of optical frequency comb with high repetition rate and provides a new research thought and an effective technical measure to explore the complex transient process of optical frequency comb generation.

5. Based on microcavity soliton optical frequency comb, the microwave signal of 48.97 GHz with a signal-to-noise ratio of 60 dB is successfully obtained. In addition, the time jitter and phase noise of microwave signal are analyzed in detail, respectively. The time jitter value is 533 fs and the phase noise is -110 dBc/Hz at offset frequency of 1MHz. After adding frequency divider to the scheme, the tunable microwave signal is realized. Besides, we have also explored the research on RF signal generation based on dual-comb by the cascaded and parallel microcavities, respectively. And the linewidths of the optical signal of two schemes are measured and analyzed by the well-known delayed self-heterodyne method.

Key Words: Micro-ring resonator, Optical frequency comb, Time lens, Microwave signal generation

V

目	录

摘 要	
Abstract	111
第一章 绪论	1
1.1 光频梳概述	1
1.2 微腔克尔光频梳的发展	
1.2.1 光学微腔	
1.2.2 克尔光频梳	
1.2.3 量子光频梳	
1.3 微腔克尔光频梳的应用	9
1.3.1 克尔光频梳的经典应用	9
1.3.2 克尔光频梳在量子光学中的应用	11
1.4 论文的内容与结构安排	12
第二章 微腔克尔光频梳的理论模型	15
2.1 非线性传输及四波混频理论分析	15
2.2 微腔克尔光频梳的理论模型	21
2.2.1 微腔克尔光频梳半经典模型理论	23
2.2.2 微腔克尔光频梳量子模型理论	
第三章 微腔克尔光频梳的实验研究	41
3.1 微环谐振腔的设计	41
3.2 微腔克尔光频梳产生的实验研究	
3.3 孤子晶体频梳	
3.4 呼吸子频梳	
3.5 量子频梳	
3.6 小结	

第四章 微腔克尔光频梳的时域测量	61
4.1 基于异步采样技术的孤子频梳测量	61
4.2 基于时间透镜的克尔光频梳测量	65
4.2.1 时间透镜的原理	65
4.2.2 基于时间透镜的克尔光频梳测量	71
4.3 小结	78
第五章 基于微腔孤子光频梳的微波信号产生	79
5.1 光生微波信号的原理与方法	79
5.2 基于微腔孤子光频梳的微波信号产生实验研究	83
5.3 基于双光梳拍频的射频信号产生	87
5.3.1 双光梳拍频的原理	88
5.3.2 双光梳拍频的实验研究	89
5.4 小结	94
第六章 工作总结和展望	95
6.1 论文的研究成果及创新	95
6.2 展望	96
参考文献	99
附录 A 插图与表格索引	113
附录 B 缩略词	117
致 谢	119
作者简介及在学期间发表的学术论文与研究成果	121

第一章 绪论

1.1 光频梳概述

20世纪70年代,科研人员提出由一系列离散的、等间隔的光学频率成分组成 的宽带光学频率链对光波频率进行精准测量,该光波频率链被定义为光学频率梳 (简称光频梳),如图1.1所示^[1]。从本质上讲,组成光频梳的所有光频成分彼 此相干,各频率分量之间具有稳定的相位关系,时域上表现为超短光脉冲序列, 频域上表现是等间隔的光学频率序列^[2]。光频梳被视为最有效的光学频率测量工 具,光频梳的问世促进了光谱学和测量领域飞跃式发展,同时在高速光通信技术、 微波光子学、光频率合成等领域展显出应用潜力,在激光技术领域具有里程碑的 意义。由于光频梳的重大科学意义和应用价值,在此领域做出杰出贡献的两位科 学家亨施教授(T.W.Hänsch)和霍尔教授(J.Hall),于2005年被授予诺贝尔 物理学奖。



图1.1 光频梳的频谱示意图^[1]。

Figure 1.1 Frequency spectrum diagram of the optical frequency comb^[1].

1977年,亨施教授(T.W.Hänsch)和同事采用染料激光器产生了梳状光谱, 拉开了光频梳的研究序幕^[1]。然而受到该时期锁模激光技术的限制,获取超短激 光脉冲(稳定的宽带光频梳)是一大挑战,因此该时期光频率梳技术的发展较为 缓慢。直到1991年,圣安德鲁大学的D.E.Spence和他的同事使用克尔镜锁模和 棱镜补偿色散的方法,产生了脉冲宽度约为60 fs的超短脉冲^[3],迎来了超短光脉 冲研究的春天。此后,科研人员开始倾注更多的研究热情在缩短光脉冲的科学研 究和技术突破上,如:美国华盛顿州立大学的M.Murnane团队先后获得了32 fs、

17 fs和11 fs的超短光脉冲^[4-6]。其后,在色散补偿技术取得进一步进展的基础上, 匈牙利物理研究所的Szipocs等人和瑞士联邦工业大学的Keller等人分别获得了 8fs和6.5fs的光脉冲^[7-8]。超短脉冲研究的不断推进与脉宽的不断突破,不仅极大 地提高了脉冲的峰值功率,还有效地促进了非线性光学技术的发展以及对激光器 输出频率的控制,为宽带光频梳的发展带来了新的契机。2000年,霍尔教授(J. Hall)等人利用光子晶体光纤中的非线性特性开展了光谱展宽的实验研究,成功 获得了覆盖一个倍频程的超连续谱⁹⁹。同年,美国科罗拉多大学的D.J. Jones等科 研人员采用"f-2f"自参考锁定频率的技术方案,对激光器的载波包络开展稳相 工作以后,获得了频率稳定的光学频率梳,并在绝对光频率测量领域开展了应用 研究,论证了其实用化潜力^[10],迈出了光频梳实用研究的第一步。基于钛宝石锁 模激光器的光频梳发明标志着实用飞秒光频梳的诞生,其具有较为优良的性能且 在实际应用中展示了重大的科学意义和实用价值,然而钛宝石锁模激光器光频梳 体积大、造价高、控制系统复杂,使得其应用范围受到限制。21世纪以来,光纤 锁模激光器技术迅速发展,促进了基于光纤锁模激光器的光频梳技术的逐渐成 熟。2006年,美国国家标准技术局实现技术突破,获得了梳齿线宽小于1 Hz的光 纤锁模激光器光频梳^[11]。在相位噪声和频率稳定性等重要指标方面,达到了与钛 宝石锁模激光器光频梳相比拟的性能[11-12]。而且基于光纤锁模激光器的光频梳系 统,具有体积小、重量轻、成本低、易维护等优点,在重复频率、光谱平坦度、 鲁棒性等方面表现出优异性能,奠定了其在各类复杂系统和环境下的应用潜力 [13-14]。现如今,基于光纤锁模激光器的光频梳产品,体积已逐步减小,在精密测 量、时频系统等领域得到广泛的应用。

面对新一代高速光通信和微波光子学研究领域,需要更高的光频梳重复频率 来满足系统的需求,然而基于光纤锁模激光器的飞秒光频梳,受振荡器腔长的限 制,重复频率通常小于1 GHz且带宽较小,因此急需新的技术手段以获得更高重 频的光学频率梳。在这样的背景下,科研人员开展了光电梳的研究^[15-16],采用单 个或多个电光调制器对光信号进行调制,通过微波信号源对调制器进行驱动,在 输出端获得以光信号为中心,微波信号为频率间隔的光频梳,采用微波信号源和 电光调制器可实现重复频率达数十GHz的光电梳。目前基于光电调制技术的光频 梳通常通过级联强度调制器和相位调制器获得平坦的宽带光电梳^[17-21],基于光电

调制技术的光频梳优势在于中心频率和重复频率都可以灵活调节,已成功应用于 连续光向飞秒脉冲的转换^[22]和高重频的参量梳^[23-24]等领域。然而,光电梳的重复 频率受目前电光调制器和微波源的带宽限制,无法得到更高重复频率的光电梳。 此外,光电梳的造价成本高,其工程推广受到较大的限制。

天文光谱仪校准、太比特量级相干光通信、外太空生命探测等领域在21世纪 高速发展,对光频梳重复频率的需求也进一步提高到几十GHz甚至THz量级,基 于锁模激光器和光电调制技术的光频梳均很难满足如此需求。科研人员开始探索 新的技术途径,以实现更高重复频率光学频率梳,基于光学谐振腔内非线性参量 过程的克尔光频梳的发明,为高重频光频梳的产生开拓了新的思路,自2007年, Kippenberg教授课题组首次报道了基于光学微腔的宽带光频梳^[25],微腔克尔光频 梳逐步成为新的研究热点,得到了广泛的关注。

1.2 微腔克尔光频梳的发展

1.2.1 光学微腔

随着现代微纳加工工艺的进步,已经可以制备出超高品质因子的光学微腔,如:图 1.2 为美国加州理工学院 Vahala 教授课题组于 2003 年制备的二氧化硅 (Silica) 微盘腔,其Q值达到 10⁸量级^[26]。



图 1.2 超高品质因子光学微腔的展示图^[26]。

Figure 1.2 Rendering of an ultrahigh-Q microtoroid resonator^[26].

常见的光学微腔可分为回音壁模式微腔和片上微环谐振腔[27]。其中回音壁模

式微腔的品质因子已经达到 10¹⁰ 量级,而片上微腔的品质因子受限于波导侧面的 粗糙度和材料损耗的限制,因而相对较低。通过优化材料沉积、光刻、刻蚀、抛 光和退火工艺,目前片上氮化硅微腔的品质因子已经达到 10⁷ 量级。

光学微腔通常采用机械性打磨和半导体工艺方法制备,而部分材料平台(如 硅、氮化硅和高折射率掺杂玻璃)可实现与现有 CMOS 工艺兼容,奠定了其可 大规模批量生产,走向工程化应用的潜力。基于高折射率差掺杂玻璃的光学微腔 进一步突破了光纤与光学微腔耦合效率低的技术瓶颈,采用片上制作模斑转换器 的技术手段,实现了与光纤阵列的片上低损耦合^[27-28]。在应用方面,目前光学微 腔已被广泛应用于片上光源、片上滤波器、超快信号处理等领域^[29]。在高品质因 子(Q值)光学微腔中,光场可以得到极大地增强,使光与物质相互作用得到增 强,降低了光学非线性效应阈值,促进了低功率非线性光学的发展^[30-31]。在具有 反演对称性材料(如硅、氮化硅和晶体等)微腔中,三阶非线性效应为其最低阶 非线性,在负色散光波导中实现相位匹配条件,可以观察到低阈值的四波混频效 应。在连续光泵浦条件下,微腔内产生了简并和级联四波混频效应,结合光学微 腔固有的滤波特性,在微腔内形成离散的等间距光学频率成分,即微腔克尔光频 梳。与传统的基于固体锁模激光器或光纤锁模激光器的光频梳相比,微腔克尔光 频梳具有尺寸小、重量轻、功耗低、集成度高等优点,并且突破了常规激光器的 物理腔长限制,其梳齿间隔可以轻松覆盖1GHz 至数 THz 的范围^[32-34]。

1.2.2 克尔光频梳

在微腔非线性研究方面,2004 年 Vahala 教授课题组在二氧化硅平台实现高 Q 值微盘腔的基础上,实验上首次观察到了微腔内的光参量振荡现象^[30],如图 1.3 所示。2007 年德国马克斯普朗克研究所 Kippenberg 教授团队通过连续光泵浦 的技术方案在二氧化硅微盘腔中获得了宽带克尔光频梳,如图 1.4 所示,这也是 科研人员首次在微腔中实现宽带克尔光频梳^[25],从此拉开了微腔克尔光频梳研究 领域的新篇章。2011 年,康奈尔大学的 Alexander L. Gaeta 教授课题组在高 Q 值的 氮化硅微环谐振腔中,通过级联四波混频的参量过程,实现了一个倍频程光频梳。 此外,该课题组通过在实验中调节泵浦光,实现了低噪的克尔光频梳^[35],如图 1.5 所示。



图 1.3 二氧化硅光学微盘中的参量振荡光谱^[30]。



从技术层面说,光学微腔的Q值、色散特性和腔内模式分别决定了产生光频梳的泵浦阈值、带宽和重复频率等相关特性。而产生微腔光频梳的状态则取决于泵浦功率和频率失谐量。当泵浦光从蓝失谐快速扫过一个谐振峰时,微腔光频 梳经历了主梳、子梳、调制不稳定性梳、孤子梳的演化过程,当泵浦光稳定在谐振峰的红失谐处时,微腔内将形成孤子光频梳^[36]。2014年,T.Herr等人采用快速扫频的方法率先在高Q值氟化镁微腔中观察到了微腔光频梳的多孤子、双孤子及单孤子态^[36],如图1.6所示。该成果成为继微腔光频梳首次实现之后的又一里程碑,使微腔光频梳具备实际的应用价值。



图 1.4 基于二氧化硅光学微盘的光学频率梳^[25]。

Figure 1.4 Optical frequency comb based on microtoroid resonator.



图 1.5 低噪光频梳^[35]。



就物理机制而言,孤子光频梳实现了腔内的色散和非线性,损耗和增益的平衡,然而由于微腔的热光效应,红失谐为热不稳定的,特别是当调制不稳定性态 演化为孤子态时,微腔内光功率产生跳变,使微腔温度下降,导致微腔谐振峰产 生蓝移,从而使泵浦光移出谐振峰。



图 1.6 微腔孤子态光频梳^[36]。

Figure 1.6 Microcavity soliton optical frequency comb^[36].

因此,在技术层面,微腔的热光效应为孤子光频梳的产生造成了巨大的挑战。 为了克服热光效应的限制,各类先进的实验方案被研究人员开发出来,比如:快 速扫频法^[36]、"Power-kicking"^[37-38]、快速热调谐^[39]、辅助光热平衡法^[40]等。所 有实现孤子光频梳方案的核心是使泵浦光稳定在谐振峰的红失谐处,如快速扫频 法,通过调节扫频的速率,在微腔温度升到高点之前,将泵浦调到红失谐处,通 过孤子台阶的局部热稳定性(腔内自相位调制效应和交叉相位调制效应),产生 稳定的孤子频梳;再如辅助光热平衡法,在微腔内引入一个辅助光,通常辅助光 位于蓝失谐处,从而当腔内泵浦光功率降低时,辅助光功率升高,从而达到实时 热平衡态,保证孤子光频梳的稳定产生。基于这些实验方案,研究人员已经在氟 化镁(MgF2)^[41-43]、氟化钙(CaF2)^[44]、氮化硅(Si₃N₄)^[45-52]、氮化铝(AlN)^[53]、 高折射率掺杂玻璃(Hydex)^[54-55]、硅(Silicon)^[56]、二氧化硅(Silica)^[57-64]、铌 酸锂(Lithium Niobate)^[65-66]、石墨烯-氮化硅波导(Graphene-Nitride)^[67]等材料的微 腔内实现了孤子光频梳,其频谱覆盖了可见光、近红外和中红外波段,重复频率 横跨数 GHz 到 THz。随着研究的深入,众多的孤子态被发现,如单孤子^[36]、孤 子晶体^[68-69]、孤子分子^[70-71]、呼吸子^[56,72]、暗孤子^[73]、双光孤子^[74]、可调谐孤子 晶体^[67]等。与此同时,与光频梳相关的各种物理现象也相继被发现,如:模式交 叉[75]、拉曼频移[76]、色散波[77]等,丰富了微腔光频梳的物理研究内容。

近年来,国内科研人员也开展了大量有关微腔光频梳的研究工作,取得了众 多实质性进展,如中国科学院西安光学精密机械研究所张文富课题组实现了带宽 大于 200 nm 的微腔光频梳^[78],此后,又实现了孤子晶体光频梳和单孤子光频梳 ^[54-55];清华大学的孙长征课题组在氮化铝微腔中产生了倍频程光频梳^[79];清华大 学的薛晓晓课题组开展了超高转换效率的光频梳研究^[80];中国科学技术大学的董 春华课题组在玻璃棒腔中观察到了孤子光频梳^[81];电子科技大学的周恒课题组在 氮化硅微腔中实现了孤子光频梳,并开展了光通信系统应用技术研究^[82];北京大 学肖云峰课题组在非对称光学微腔中实现了覆盖两个倍频程,横跨可见光到红外 波段的超宽带光频梳^[83]。华中科技大学张新亮课题组利用时间塔尔博特效应实现 了对微腔光频梳重频的可调管控^[84]。此外,上海交通大学、北京航空航天大学、 上海大学、天津大学、香港城市大学等高校也开展了大量的微腔光频梳理论和实 验研究工作。

1.2.3 量子光频梳

实现精确可控、大规模、实用的量子信息系统,是量子科学技术领域面临的 重要挑战。而量子光学频率梳作为一种等频率间距的量子光学设备,可以为大规 模的量子系统提供众多的时间和频率模式作为信息载体。因此,量子光学频率梳 是实现大规模量子信息系统的一种有效途径,有望用于非经典通信系统以及量子 模拟与计算领域。



图 1.7 量子频率梳^[89]。

Figure 1.7 Quantum frequency comb.

近年来,科研人员在基于光学微腔的量子光频梳产生方面开展了大量的研 究,Matthew Pysher 等人通过光频梳实现了四簇态光纠缠^[85];Olivier Pinel 等人 在实验上证实了多模量子光频梳的存在^[86];而最具代表性的是加拿大魁北克国立 科学研究所 Christian Reimer 等人基于高折射率掺杂玻璃微环谐振腔的量子光源 研究。该课题组于 2014 年在增益光纤环形腔中嵌入一个光学微腔,采用自锁定 的方案对微腔进行泵浦,利用微腔内的自发四波混频效应,实现了多通道的先驱 光子对的产生^[87]。此后,该课题组使用两个正交态的激光泵浦一个微腔,实现了 正交光子对的产生^[88]。2016 年,该团队以相位可调、时域分离的光脉冲对作为 泵浦源,基于微环谐振腔中的自发四波混频效应,获得了频率间隔为 200 GHz

的纠缠光子对,且其干涉条纹可见度高达 93.2%^[89]。图 1.7 展示了该实验系统的 装置图和宽带量子光学频率梳的实验结果图。该研究不仅打开了片上纠缠光子对 的产生和复杂量子态控制的大门,且提供了一个可集成化的光量子信息处理平 台。基于光学微腔的量子光学频率梳使片上纠缠光子技术达到前所未有的先进水 平,成为了量子研究领域的重大技术突破,为量子信号和信息处理提供了一个精 确可控、实用和可伸缩的框架,可有效促进非经典的超安全通信、量子计算及超 分辨传感与成像技术的发展,同时在探索量子物理基本问题方面有着极为重要的 科学意义。

1.3 微腔克尔光频梳的应用

微腔光频梳具备体积小、重量轻、功耗低和集成度高的优势,被视为新一代 最具潜力的宽带相干光源,其光谱覆盖了可见光-近红外-中红外波段,重复频率 可以从数 GHz 到 THz。因此,其可作为新型多波长光源,有效促进太比特相干 光通信系统和微波光子学的发展;另外,微腔光频梳被看作时频域都精确的"尺 子",基于孤子光频梳的时间精度可超过飞秒,有望实现从长度测量到时间基准 的溯源,测量精确可超过纳米;同时,其具有规律的频率链梳齿,且各频率成分 间具有稳定的关系,因此,其在精准测距与精密光谱学领域拥有广阔的应用前景; 而量子光频梳作为微腔光频梳研究内容的重要补充,被视为新一代片上量子光 源,也逐步在量子科技领域展现出巨大应用潜力。本节对微腔克尔光频梳的经典 应用及其在量子科技领域的应用研究进行了简要总结。

1.3.1 克尔光频梳的经典应用

大数据互联时代到来的背景下,现代信息网络对通信带宽需求大大提高,发展太比特相干光通信系统是解决这一问题的有效途径。而在传统的波分复用光通信系统中,通常采用激光器阵列的方式提高通信系统的载波资源^[90],随着通信信道的增多,通信系统变得十分庞大,并且功耗随信道的增多而呈线性增加。此外,分布反馈激光器输出的激光频率具有 GHz 量级的不稳定性,因此需在密集波分系统中设置保护频带,以此避免不同信道之间的光谱重叠,保护频带会占用大量的传输带宽,降低通信传输系统的光谱效率。针对以上分布式反馈激光器所面临的挑战,微腔光频梳提供了一种简单的解决方案:利用微腔光频梳的高重频、低

噪声、窄线宽、高频率稳定性和宽光谱(光谱范围可达几百纳米,覆盖多个通信 波段,包括通信 C 波段和 L 波段)优势,一个微腔光频梳可以替代数百的分立 激光器,极大地提升通信系统的速率。因此,微腔光频梳作为一个新型的多波长 光源,可有效克服传统光通信系统所面临的众多复杂问题,极大地提升大容量通 信系统的性能,实现数十 Tbps 的通信系统。近年来,科研人员开展了大量应用 技术的原理验证性实验。如: 2017年, 洛桑联邦理工学院的 Tobias J. Kippenberg 等人利用低噪态的孤子光频梳,通过复用 179 个通道,在 75 千米的传输距离上 实现了 55 Tbps 的通信速率,相应的频谱效率被提升到 5.2 bit/s/Hz^[91]。2018 年, 瑞典查尔姆斯理工大学的 Attila Fülöp 等人将孤子光频梳与传统超信道方法相结 合应用于相干光通信系统时,实现了高频谱效率,达到 10 bit/s/Hz^[92]。同年,电 子科技大学周恒等人采基于孤子光频梳,采用相干光正交频分复用的方法,在 2.295 THz 的频梳带宽下,实现了 6.885 Tbps 的通信速率^[82]。此外,微腔光频梳 作为一个芯片级的多波长光源,在微波光子学和测距领域也有不凡表现。如:2020 年, 洛桑联邦理工学院的 Tobias J. Kippenberg 等人采用重复频率为 14GHz 的孤 子频梳实现的微波信号,在1Hz的偏移频率处,相位噪声低于-60dBc/Hz,在 10 kHz 的偏移频率处,相位噪声低于-135 dBc/Hz^[93]。2020年,东南大学的崔一 平等人基于微腔光频梳实现了高性能的微波带通滤波器^[94]。2020年,天津大学 张福民等人采用重复频率为 48.97 GHz 的微腔光频梳,搭建了高精度、无死区的 远程测距系统,实现了户外 1179 米的距离测量,最小艾伦方差为 27 nm^[95]。2020 年,美国加州大学洛杉矶分校的 Yoon-Soo Jang 等人采用微腔孤子光频梳实现了 3 nm 的测距重复性和超过 1000 秒的长期稳定性^[96]。另一方面,双光梳异步采样 技术在精准测距和精密光谱领域展示了巨大的实用价值。如: 2018 年, 美国加 州理工学院的 Vahala 教授课题组利用两个对向传输的泵浦光进入单个微谐振腔, 生成了互相锁定双光梳,其重频为9.36 GHz,两个光频梳的重频差为5.685 kHz; 采用飞行时间的技术方案,在 500 ms 的积分时间内测距精度达到 200 nm,其模 糊距离为 16 mm^[97]。同年,德国 Karlsruhe Institute of Technology 的 Christian Koos 和瑞士 EPFL 的 Tobias Kippenberg 合作,在两个分立的氮化硅微腔分别产生了 100 GHz 的微腔孤子光频梳,两个光频梳的重频差为 96.5 MHz, 使测距系统的 采样时间缩短到 10.4 ns; 采用双光梳干涉法,在 13 微秒的平均时间内,测距不

确定度的阿伦方差为 12 nm; 同时得益于其超高的采样率,对速度为 160 m/s 转 盘表面轮廓和瞬时速度为 150 m/s 的飞行子弹进行了测量^[98]。对于精密光谱测量 领域,微腔双光梳异步采样技术具有采样时间短、光谱分辨率高、多成分检测能 力强等突出优势,被视为新型的高效气体探测方法。2016 年,Vahala 教授课题 组利用两个二氧化硅微盘腔产生的重复频率约为 22 GHz,重频相差为 2.6 MHz 的孤子光频梳,实现了对 H¹³CN 气体吸收峰的探测^[99]。此后,该课题组采用单 个微腔内相互锁定的两个反向传输的单孤子频梳,利用其游标卡尺效应,实现了 精细的光谱探测,该方案利用反向传输孤子光频梳的相互锁定,提升了光谱分析 的精细度^[100]。此外,Alexander L. Gaeta 教授课题组于 2018 年通过两个独立硅微 环谐振腔产生产生了覆盖 2.6-4.1µm 的双光梳频梳,测量了丙酮在 2.9-3.1 µm 的 吸收光谱^[101]。2020 年,Lipson 教授课题组在一个光学芯片上集成两个氮化硅微 环谐振腔,产生两个重频约为 197 GHz,重频差小于 10 MHz 的两套孤子光频梳, 实现了对 H¹³CN 气体吸收峰的宽带超分辨探测,探测吸收谱宽超过 2.3 THz,扫 描分辨率约为 319 KHz^[102]。

1.3.2 光频梳在量子光学中的应用

随着量子科技技术的兴起,微腔光频梳也开始在此领域展露其应用潜力。 2015年,康奈尔大学的Avik Dutt等人利用片上氮化硅微腔阈值以上参量振荡获 得了明亮的孪生光束,并测得1.7 dB的强度差压缩^[103]。随后,又利用双腔的耦 合波导,通过热调控波导与微腔之间的耦合强弱,获得压缩度可调的压缩光源, 实现了2 dB的压缩度^[104]。2019年,中国科学技术大学陈巍教授与中科院西光所 张文富研究员等人合作提出了基于微腔光频梳的新型量子密钥分发系统,有望发 展 Gb/s 的密钥率^[105]。此外,光学微腔制备工艺的优化和Q值的不断提升,促 进了光学微腔内的场增强效应,使得光学微腔已成为集成单光子源和量子纠缠源 研究的重要平台^[106-108],拓展了基于光学微腔的量子光学频率梳。科研人员已通 过相对低功率泵浦的方法,在基于高折射率掺杂玻璃的微环谐振腔中实现了基于 高效自发四波混频的多光子纠缠宽带量子光频梳^[89]。此研究进展使得基于自发四 波混频的量子光频梳有望发展为新一代片上光子源,在此基础上,科研人员进一 步在实验上获得了多光子和高维量子纠缠态^[109]。另外,量子光学频率梳也可构 建多模纠缠量子网络^[110]和生成用于量子计算的高度复杂簇态^[111]。因此,微腔光

频梳在未来的量子光学领域,具有重要的应用前景。

1.4 论文的内容与结构安排

本论文将围绕集成微腔光频梳的产生及其在微波信号产生中的应用开展研 究。主要研究内容包括四个方面:一、开展了微腔光频梳的理论与实验研究,在 单泵浦的技术方案下,实验上实现了孤子晶体频梳;引入辅助光进行热平衡操作, 实现了单孤子频梳;对孤子晶体的光谱多样性和呼吸子时域振荡特性进行了实验 验证。二、基于腔内自发四波混频效应,开展了量子光频梳的实验研究,在不同 泵浦功率下,对其符合计数和符合计数率进行了实验探索。三、基于双光梳异步 采样技术和时间透镜技术,开展了微腔光频梳的时域测量研究,通过对腔内孤子 进行实时采样,捕捉孤子碰撞、湮灭、合并和产生等瞬态现象,表征了腔内光场 演化的过程。四、开展了孤子光频梳在微波信号产生领域的应用研究,实现了高 频微波信号和可调谐微波信号的产生,同时对微波信号的相位噪声和时间抖动进 行了测量分析。

具体的内容安排如下:

第一章首先对光频梳的发展历史进行了简单阐述;接着对光学微腔、克尔光 频梳和量子光频梳的发展进程进行了回顾与总结;最后介绍了微腔光频梳在光通 信、微波光子学、精准测距、精密光谱和量子科技领域的应用情况。

第二章首先对非线性传输及四波混频理论进行了论述;然后分别对微腔光频 梳动力学过程的半经典模型与量子模型理论进行了推导与分析。

第三章开展了微腔光频梳产生的实验研究,展示了辅助光热平衡技术方案 下,腔内光场由主梳、子梳、调制不稳定性到孤子态的演化过程;开展了孤子晶 体频梳、单孤子频梳、呼吸子频梳的相关实验研究;基于腔内自发四波混频效应, 开展了量子光频梳的实验研究,通过测量符合计数与符合计数率,论证了新产生 光子对的量子关联特性。

第四章开展了微腔光频梳的测量与分析研究工作,在实验上探索了腔内光场 演化过程。采用异步采样技术,对待测孤子光频梳进行了时域测量,实现了对多 类光谱形态的孤子频梳时域的直观判别;阐述了时间透镜技术的基本原理,通过 数值模拟的理论研究,论证了其用于微腔光频梳测量分析的可行性;基于时间透 镜的时域成像系统,对腔内孤子实现了实时采样,通过捕捉孤子实时位移、碰撞、 湮灭、合并和产生等瞬态行为,描述了腔内孤子实时演化的过程。

第五章开展了微腔孤子光频梳在微波信号产生领域的应用研究,基于孤子光 频梳的光生微波的技术方案,实现了高频微波信号产生,对其相位噪声与时间抖 动进行了测量与分析;引入分频器,进一步实现了可调谐微波信号的产生;探索 了两种不同方案(级联和并联)的双光梳生射频信号的实验研究,基于延时自外 差法对两种方案的光信号的线宽进行了测量。

第六章对攻读博士学位期间取得的研究成果、研究进展及研究工作的创新点 进行了总结与回顾,并对未来科研工作的开展进行了展望。

第二章 微腔克尔光频梳的理论模型

2.1 非线性传输及四波混频理论分析

从电磁波理论可知,光信号在非线性介质中的传输特性需遵从麦克斯韦方程 组^[112]:

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \tag{2.1}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{H} = \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} + J \tag{2.2}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{D} = \boldsymbol{\rho} \tag{2.3}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0 \tag{2.4}$$

式中,**D**和**E**分别表示电感应强度和电场强度;**B**和**H**分别表示磁感应强度和 磁场强度;在没有自由电荷的介质中,*J*=0,ρ=0。相应的物质方程组为:

$$\boldsymbol{D} = \boldsymbol{\varepsilon}_0 \boldsymbol{E} + \boldsymbol{P} \tag{2.5}$$

$$\boldsymbol{B} = \boldsymbol{\mu}_0 \boldsymbol{H} \tag{2.6}$$

式中, ε_0 和 μ_0 分别代表真空中的介电常数和磁导率,**P**代表介质的极化强度。

光信号在介质中传播时,考虑入射光能量较弱时,P(t)与E(t)的关系如下:

$$\boldsymbol{P}(\boldsymbol{r},t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r'},t-t') \cdot \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r'},t') \,\mathrm{d}\,\boldsymbol{r'}\,\mathrm{d}t' \qquad (2.7)$$

式中, χ⁽¹⁾为线性效应对应的一阶线性极化率张量。

若进一步,考虑入射光能量逐步增强且到达一定程度时,介质的非线性特性 将激发出来,极化强度 *P* 与 *E* 的关系可表示为:

$$P(\mathbf{r},t) = \varepsilon_0 \left[\int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(\mathbf{r} - \mathbf{r'}, t - t') \cdot E(\mathbf{r'}, t') d\mathbf{r'} dt' + \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(2)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, t - t_1, \mathbf{r} - \mathbf{r}_2, t - t_2) \cdot E(\mathbf{r}_1, t_1) E(\mathbf{r}_2, t_2) d\mathbf{r}_1 dt_1 d\mathbf{r}_2 dt_2 + \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, t - t_1, \mathbf{r} - \mathbf{r}_2, t - t_2, \mathbf{r} - \mathbf{r}_3, t - t_3) \right]$$

$$(2.8)$$

$$(2.8)$$

$$(2.8)$$

$$(2.8)$$

式中, $\chi(n)$ 是第ⁿ阶非线性效应对应的非线性极化率张量。越高阶的非线性

效应,其被激发的能量阈值越高。尤其四阶及以上的非线性效应,普通入射光场能量几乎不能激发,因此,本文不予考虑。线性效应和非线性效应所对应的极化强度 *P*,可表达如下:

$$\boldsymbol{P}(\boldsymbol{r},t) = \boldsymbol{P}_{L}(\boldsymbol{r},t) + \boldsymbol{P}_{NL}(\boldsymbol{r},t)$$
(2.9)

式中,线性部分 **P**_{*l*}(*r*,*t*)为式(2.7)中所描述的线性效应, **P**_{*NL*}(*r*,*t*)为非线性部分,包括二阶非线性项和三阶非线性项:

$$P(\mathbf{r},t) = \varepsilon_{0} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(2)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{1}, t - t_{1}, \mathbf{r} - \mathbf{r}_{2}, t - t_{2}) \right]$$

$$\cdot E(\mathbf{r}_{1},t_{1}) E(\mathbf{r}_{2},t_{2}) d\mathbf{r}_{1} dt_{1} d\mathbf{r}_{2} dt_{2}$$

$$+ \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{1}, t - t_{1}, \mathbf{r} - \mathbf{r}_{2}, t - t_{2}, \mathbf{r} - \mathbf{r}_{3}, t - t_{3})$$

$$\cdot E(\mathbf{r}_{1},t_{1}) E(\mathbf{r}_{2},t_{2}) E(\mathbf{r}_{3},t_{3}) d\mathbf{r}_{1} dt_{1} d\mathbf{r}_{2} dt_{2} dt_{3} dt_{3} \right]$$

$$(2.10)$$

现在,对麦克斯韦方程(2.1-2.4)取旋度处理,同时引入(2.5-2.6),(2.7-2.8) 可推导出波动方程,表示为:

$$\nabla \times \nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \boldsymbol{P}}{\partial t^2}$$
(2.11)

式中, c 为真空中的光速。考虑折射率与方向无关^[118],可得:

$$\nabla \times \nabla \times \boldsymbol{E} = \nabla (\nabla \cdot \boldsymbol{E}) - \nabla^2 \boldsymbol{E} = -\nabla^2 \boldsymbol{E}$$
(2.12)

由此,式(2.11)可进一步推导为:

$$\nabla^2 \boldsymbol{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \boldsymbol{P_L}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \boldsymbol{P_{NL}}}{\partial t^2}$$
(2.13)

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t) = \frac{1}{2}\boldsymbol{a}_{\boldsymbol{x}}[\overline{E}(\boldsymbol{r},t)e^{-i\omega_0 t} + c.c.]$$
(2.14)

$$\boldsymbol{P}_{L}(\boldsymbol{r},t) = \frac{1}{2}\boldsymbol{a}_{x}[\overline{P}_{L}(\boldsymbol{r},t)\boldsymbol{e}^{-i\omega_{0}t} + \text{c.c.}]$$
(2.15)

$$\boldsymbol{P}_{NL}(\boldsymbol{r},t) = \frac{1}{2}\boldsymbol{a}_{x}[\overline{P}_{NL}(\boldsymbol{r},t)\boldsymbol{e}^{-i\omega_{0}t} + \text{c.c.}]$$
(2.16)

将*E*(*r*,*t*)进行傅立叶变换为*E*(*r*,*ω*-*ω*₀),同时将式(2.14-2.16)代入波动方程 (2.13)中,可推导得:

$$\nabla^2 \overline{E}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) + \varepsilon(\omega) k_0^2 \overline{E}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) = 0$$
(2.17)

光在介质中传播时,若只考虑基模传输,可将电场分解为传输方向分量和 横向分布^[112,113],方程(2.17)式的解为:

$$\overline{E}(\mathbf{r},\omega-\omega_0) = F(x,y)A(z,\omega-\omega_0)e^{i\beta_0 z}$$
(2.18)

其中, $A(z, \omega)$ 代表 Z 方向的慢变函数, F(x, y)代表光场横向分布函数, β_0 为波数。F(x, y)和 $A(z, \omega)$ 经求解为:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + [\varepsilon(\omega)k_0^2 - \overline{\beta}^2]F = 0 \qquad (2.19)$$

$$2i\beta_0 \frac{\partial A}{\partial z} + (\overline{\beta}^2 - \beta_0^2)A = 0 \qquad (2.20)$$

 $\overline{\beta}$ 是由式(2.19)确定的传播常数。利用 $\overline{\beta}(\omega) = \beta(\omega) + \Delta\beta$ 将式(2.20)化简可得 $A(z, \omega - \omega_0)$ 所满足的方程:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i[\beta(\omega) + \Delta\beta - \beta_0]A \qquad (2.21)$$

在 ω_0 处把 $\beta(\omega)$ 按泰勒级数形式:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3\beta_3 + \cdots$$
 (2.22)

$$\beta_n = \left[\frac{d^n \beta}{d\omega^n}\right]_{\omega = \omega_0}$$
(2.23)

式中, β_n 代表 n 阶色散, $\beta_0 = 2\pi n_{eff} / \lambda$ 。对式 (2.21) 进行傅立叶逆变换, 同时 用微分算符 $i(\partial / \partial t)$ 替代 $\omega - \omega_0$, 因式中 $\Delta \beta$ 包括介质的非线性效应和损耗, 可将 $A(\mathbf{z}, t)$ 的传输方程简化为:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{a}{2} A = i\gamma |A|^2 A \qquad (2.24)$$

式中, *a* 为线性损耗, *β*₁和*β*₂分别对应一阶色散和二阶色散, *γ* 为非线性系数, 此方程可在一定近似条件下描述光信号在介质中的传输情况。在式 (2.24)基础 上得到光在介质中非线性传输的通用方程:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{a}{2} A$$
$$= i\gamma |A|^2 A + \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} - a_1 \frac{\partial}{\partial t} (|A|^2 A) - a_2 A \frac{\partial |A|^2}{\partial t} \qquad (2.25)$$

考虑介质中的非线性损耗(如双光子吸收、自由载流子色散和自由载流子吸收),非线性薛定谔方程(2.25)可完善为:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial T^3}$$
$$= -\frac{\alpha}{2}A - \frac{1}{2}\alpha_{fc}A + i\frac{2\pi}{\lambda}\Delta n_{fc} + i\gamma |A|^2 A - \frac{\beta_{TPA}}{2A_{eff}}|A|^2 A \qquad (2.26)$$

式中, $T = t - z / v_g = t - \beta_1 z$, Δn_{fc} 为自由载流子色散系数, β_{TPA} 为双光子吸收系数, a_{fc} 为自由载流子色散系数。

光在非线性介质中传输时,当能量达到阈值,可激发介质的非线性效应(如 交叉相位调制、自相位调制、和频、差频和四波混频)。四波混频是产生微腔克 尔光频梳的主要非线性效应,因此本节将主要对其基本原理进行阐述和分析。在 四波混频过程中,频率为*ω*₁ 和*ω*₂ 的两个光子湮灭,同时产生频率为*ω*₃ 和*ω*₄ 的两 个新光子,参量过程中满足能量守恒^[113]。

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \tag{2.27}$$

当 𝔄 ≠ 𝒪 时,称为非简并四波混频,当 𝔄 = 𝒪 时,称为简并四波混频。在简并 四波混频情况下,只需要一束泵浦光就可实现四波混频过程。频率为 𝒪 的强泵 浦光产生两个对称的边带,即信号光和闲频光,其频移量可表示为:

$$\Omega = \omega_1 - \omega_3 = \omega_4 - \omega_1 \tag{2.28}$$

在非线性光学基础理论里,电子对电磁场的非线性响应即为四波混频效应的 本质,外加电磁场下会使得介质表现出非线性特性,产生极化现象,极化强度可 表示为:

$$P = \varepsilon_0(\chi^{(1)}.E + \chi^{(2)}:EE + \chi^{(3)}:EEE + \cdots)$$
(2.29)

式中, ε_0 是真空中的介电常数,E是电场强度, $\chi^{(n)}$,(n=1,2,3...)是 n 阶极化率。 对于具有反演对称性的介质(如硅、氮化硅和晶体等),其二阶极化率 $\chi^{(2)}$ 近似 为零,即三阶非线性效应是此类材料中最低阶的非线性效应。式(2.29)中的三阶 非线性极化项为:

$$\mathbf{P}_{NL} = \varepsilon_0 \boldsymbol{\chi}^{(3)} : \text{EEE} \tag{2.30}$$

假设四波混频过程中涉及的四个光波的频率分别为*ω*₁,*ω*₂,*ω*₃,*ω*₄,则总的电场可表示为:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} \hat{\boldsymbol{\chi}} \sum_{j=1}^{4} \mathbf{E}_{j} \exp[i(\boldsymbol{\beta}_{j} \boldsymbol{z} - \boldsymbol{\omega}_{j} \boldsymbol{t})] + c.c. \qquad (2.31)$$

式中, $\beta_j \in \omega_j$ 频率光波在介质里的传播常数, 且 $\beta_j = \tilde{n}_j \omega_j / c$, c为真空中的光速, $\tilde{n}_j \in \omega_j$ 频率光波所对应的有效折射率^[114]。将式(2.31)带入(2.30)中, 可得:

$$\boldsymbol{P}_{NL} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{4} \boldsymbol{P}_{j} \exp\left[i(k_{1}z - \omega_{j}t)\right] + c.c \qquad (2.32)$$

其中 P_i 包含若干个带有三个电场乘积的项,如j=4时:

$$P_{4} = \frac{3\varepsilon_{0}}{4} \chi^{(3)} [|E_{4}|^{2} E_{4} + 2(|E_{1}|^{2} + |E_{2}|^{2} + |E_{3}|^{2})E_{4}$$
$$2E_{1}E_{2}E_{3} \exp(i\theta_{+}) + 2E_{1}E_{2}E_{3}^{*} \exp(i\theta_{-}) + \cdots] \qquad (2.33)$$

式中, θ_{+} 和 θ_{-} 可分别表示为:

+

$$\theta_{+} = (\mathbf{k}_{1} + \mathbf{k}_{2} + \mathbf{k}_{3} - \mathbf{k}_{4})\mathbf{z} - (\omega_{1} + \omega_{2} + \omega_{3} - \omega_{4})\mathbf{t}$$
(2.34)

$$\theta_{-} = (\mathbf{k}_{1} + \mathbf{k}_{2} - \mathbf{k}_{3} - \mathbf{k}_{4}) \mathbf{z} - (\omega_{1} + \omega_{2} - \omega_{3} - \omega_{4}) \mathbf{t}$$
(2.35)

θ₊和θ_分别对应着不同类型的四波混频。θ₊代表三个光子发生湮灭,生成一个
 光子,θ_代表两个光子湮灭,生成两个新的光子。本节主要考虑第二类四波混频效应,忽略非线性相移,令θ_=0_可得相位匹配条件为:

$$\Delta k = \beta_3 + \beta_4 - \beta_1 - \beta_2 = 0 \tag{2.36}$$

而在实际的光系统中,往往因为泵浦光能量较高,而使得模场横截面积小的 介质内光功率密度非常高,在这样的情况下,非线性相移不可被忽略。为获得更 准确的相位匹配条件,需对四波混频过程做进一步分析。将式(2.14-2.16)代 进式(2.13)中, $E_j(r) = F_j(x,y)A_j(z)$,其中 $F_j(x,y)$ 代表第*j*个光场对应的空间 模式分布。 $A_j(z)$ 的演化由以下耦合方程组决定^[120]:

$$\frac{d\mathbf{A}_{1}}{dz} = \frac{in_{2}\omega_{1}}{c} \left[\left(f_{11} \left| \mathbf{A}_{1} \right|^{2} + 2\Sigma_{k\neq 1} f_{1k} \left| \mathbf{A}_{k} \right|^{2} \right) \mathbf{A}_{1} + 2f_{1234} \mathbf{A}_{2}^{*} \mathbf{A}_{3} \mathbf{A}_{4} e^{i\Delta kz} \right]$$
(2.37)

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{in_2\omega_2}{c} \left[\left(f_{22} \left| A_2 \right|^2 + 2\Sigma_{k\neq 2} f_{2k} \left| A_k \right|^2 \right) A_2 + 2f_{2134} A_1^* A_3 A_4 e^{i\Delta kz} \right]$$
(2.38)

$$\frac{dA_3}{dz} = \frac{in_2\omega_3}{c} \left[\left(f_{33} \left| A_3 \right|^2 + 2\Sigma_{k\neq 3} f_{3k} \left| A_k \right|^2 \right) A_3 + 2f_{3412} A_4^* A_1 A_2 e^{-i\Delta kz} \right]$$
(2.39)

$$\frac{dA_4}{dz} = \frac{in_2\omega_4}{c} \left[\left(f_{44} \left| A_4 \right|^2 + 2\Sigma_{k\neq 4} f_{4k} \left| A_k \right|^2 \right) A_4 + 2f_{4312} A_3^* A_1 A_2 e^{-i\Delta kz} \right]$$
(2.40)

式中, f_{iikl} 为:

$$f_{ijkl} = \frac{\langle F_i^* F_j^* F_k F \rangle}{\left[\left\langle \left| F_i \right|^2 \right\rangle \left\langle \left| F_j \right|^2 \right\rangle \left\langle \left| F_k \right|^2 \right\rangle \left\langle \left| F_l \right|^2 \right\rangle \right]^2}$$
(2.41)

通常情况下,泵浦光能量强度远远大于新生成频率成分,意味着泵浦光的消耗可以忽略。再假定所有的模式体积近似相等,式(2.41)可简化为:

$$f_{ijkl} \approx f_{ij} \approx \frac{1}{A_{eff}} (i, j, k, l = 1, 2, 3, 4)$$
 (2.42)

严格上说,不同频率的光束在同一非线性介质中传输,与之相对应的非线性 系数γ是不同的^[114]。但频率间隔远小于半个倍频程时,各频率的非线性系数差 异较小,所以在实际计算过程中忽略不计,近似表示为:

$$\gamma_j = \frac{n_2 \omega_j}{c \mathcal{A}_{eff}} \approx \gamma \tag{2.43}$$

进而得到公式(2.37)和(2.38)的解为:

$$A_{1}(z) = \sqrt{P}_{1} \exp[i\gamma(P_{1} + 2P_{2})z]$$
(2.44)
$$A_{2}(z) = \sqrt{P}_{2} \exp[i\gamma(P_{2} + 2P_{1})z] \qquad (2.45)$$

式中, $P_j = |A_j(0)|^2$, $P_1 和 P_2 为 z = 0$ 处的泵浦功率。将这两个结果带入公式(2.39) 和(2.40), 可得:

$$\frac{dA_3}{dz} = 2i\gamma \left[(P_1 + P_2)A_3 + \sqrt{P_1 + P_2 e^{-i\theta}} A_4^* \right]$$
(2.46)

$$\frac{dA_4^*}{dz} = -2i\gamma \left[(P_1 + P_2)A_4^* + \sqrt{P_1 + P_2}e^{i\theta}A_3 \right]$$
(2.47)

式中, $\theta = [\Delta k - 3\gamma (P_1 + P_2)]z$, 将以下公式:

$$\mathbf{B}_{j} = \mathbf{A}_{j} \exp[-2i\gamma(\mathbf{P}_{1} + \mathbf{P}_{2})z] (j = 3, 4)$$
(2.48)

引入式 (2.46-2.47), 可得:

$$\frac{d\mathbf{B}_3}{dz} = 2i\gamma \sqrt{\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2} \exp(-ikz)\mathbf{B}_4^*$$
(2.49)

$$\frac{d\mathbf{B}_{4}^{*}}{dz} = -2i\gamma\sqrt{\mathbf{P}_{1}\mathbf{P}_{2}}\exp(ikz)\mathbf{B}_{3}$$
(2.50)

可化简得:

$$B_{3}(z) = (a_{3}e^{gz} + b_{3}e^{-gz})\exp(-ikz/2)$$
(2.51)

$$\mathbf{B}_{4}^{*}(z) = \left(a_{4}e^{gz} + b_{4}e^{-gz}\right)\exp(ikz/2)$$
(2.52)

式中, a₃,b₃,a₄,b₄根据边界条件来确定, k 表示相位失配:

$$k = \Delta k + \gamma \left(\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2 \right) \tag{2.53}$$

若为简并四波混频,相位失配表示为:

$$k = \Delta k + 2\gamma \mathbf{P}_0 \tag{2.54}$$

因为高转换效率的四波混频效应,要求相位失配为零。从数学上讲,非线性相位 失配量恒为正,若要满足相位失配为零的条件,则需要线性相位失配量为负值且 绝对值大小与非线性相位失配量一致。

2.2 微腔克尔光频梳的理论模型

图 2.1 为典型的微腔光学频率梳实验原理图。以窄线宽连续激光器为泵浦

源,当足够强的泵浦光耦合进光学微腔时,在微腔内发生光参量振荡和级联四波 混频效应,产生宽带的微腔光频梳,光频梳的状态与泵浦光在谐振峰处的失谐量 相关。



图 2.1 典型的微腔光频梳产生实验装置图。LD:激光二极管;FPC:光纤偏振控制器; OSA:光谱仪;MRR:微环谐振腔。

Figure 2.1 Typical schematic of microcavity optical frequency comb generation. LD: Laser. FPC: Fiber polarization controller. OSA: Optical spectral analyzer. MRR: Micro-ring resonator.

表征光学微腔特性的参数主要有:品质因子Q、自由光谱范围 FSR、模式体积等。品质因子Q与腔内光子寿命τ成正比,代表了光学微腔储存光能量的能力,被定义为:

$$Q = \frac{\lambda}{\Delta \lambda} = \omega \tau \tag{2.55}$$

其中, ω 是光学频率(ω=2πc/λ)。对于一个光学微腔而言, Q值的大小受到 很多因素的影响,包括材料本身对传输光信号的吸收损耗以及光学微腔制造过程 中的结构弯曲、表面缺陷和内部污染等造成的损耗。Q值的大小直接决定了腔内 光子寿命,进而决定了腔内非线性效应的阈值。

自由光谱范围 FSR 是腔纵模模式的频率间隔,对半径为 R,折射率为 n 的光 学微腔, FSR 可近似表示为:

$$\Delta v_{FSR} = \frac{c}{2\pi nR} \tag{2.56}$$

$$\Delta\lambda_{FSR} = \frac{\lambda^2}{2\pi nR} \tag{2.57}$$

模式体积是描述光场的空间分布的参量,用符号V_{eff}表示,微腔内每个模式的体积与腔波导的横向尺寸及腔的大小相关,其可定义为:

$$V_{eff} = \frac{\left(\int_{V_Q} |\vec{E}|^2 d^3 \vec{r}\right)^2}{\int_{V_Q} |\vec{E}|^4 d^3 \vec{r}}$$
(2.58)

其中, $|\vec{E}|$ 表示腔内电场, V_Q 为积分体积。在已知模场面积 A_{eff} 的前提下, 传输 光场的有效模场体积 V_{eff} 可通过模场面积 A_{eff} 与微环谐振腔的周长L的乘积来估 算, 即 $V_{eff} \approx A_{eff} \bullet L$ 。对于球形的光学微腔, 有效模场体积 V_{eff} 的近似表达式为:

$$V_{eff} = \frac{\left(\int_{V_Q} \left|\vec{E}\right|^2 d^3 \vec{r}\right)^2}{\int_{V_Q} \left|\vec{E}\right|^4 d^3 \vec{r}} \approx 3.4 \pi^{3/2} \left(\lambda / 2\pi n\right)^3 l^{11/6} \sqrt{l - m + 1} \qquad (2.59)$$

对于基模 (n=1, l=m) 模式,有效模场体积Veff 可近似表达为:

$$V_{eff} \approx 3.4\pi^{3/2} \left(\lambda / 2\pi n\right)^3 l^{11/6}$$
 (2.60)

腔内循环功率是输入光场在高*Q*值微腔中被持续放大的结果, 腔内循环功率 与输入功率的比值表示微腔储存能量的能力, 即为:

$$\frac{P_{circ}}{P_{input}} = \frac{\lambda Q_0}{\pi^2 n R} \frac{K}{\left(1+K\right)^2}$$
(2.61)

2.2.1 微腔克尔光频梳半经典模型理论

由于微腔具有超高品质因子,当激光耦合进微腔时,微腔内的光场相干增强, 其功率密度极高,降低了激发非线性参量过程的泵浦阈值功率。基于三阶非线性 效应,光与物质强耦合的情况下,产生四波混频现象,即:两个泵浦光子湮灭, 转换为两个新的边带光子。当泵浦光功率在光参量振荡阈值以上时,通过简并四 波混频和级联四波混频,形成宽带微腔克尔光频梳。本节将以微腔光学频率梳半 经典理论,阐述并分析微腔光频梳产生的动力学过程。 微腔谐振峰的角频率 ω_{ℓ} 在 ω_{ℓ_0} 处泰勒展开为^[115]:

$$\omega_{\ell} = \omega_{\ell_0} + \sum_{n=1}^{N} \frac{\zeta_n}{n!} (\ell - \ell_0)^n$$
(2.62)

其中, ω_{ℓ_0} 是 $\ell = \ell_0$ 处的本征频率。对于周长为*a*的微环谐振腔, $\zeta_1 = c/n_g a = d\omega/d\ell = \Delta \omega_{FSR}$ 为微腔的自由光谱范围(FSR), n_g 代表 ω_{ℓ_0} 处的群 速度折射率。 $\zeta_2 = d^2 \omega/d\ell^2$ 是微腔本征模式的群速度色散系数,包括波导色散和 材料色散。当*n*≥2时, ζ_n 代表高阶色散项。

损耗(包括内部传输损耗和外部耦合损耗)决定了光学微腔的品质因子及光子在微腔中的寿命。内部传输损耗由材料的本征吸收和表面散射损耗共同组成, 其通过线宽 $\Delta \omega_{int,\ell}$ 来量化。外部损耗 $\Delta \omega_{ext,\ell}$ 是耦合波导与光学微腔的耦合损耗, 总损耗被定义为 $\Delta \omega_{tot,\ell} = \Delta \omega_{int,\ell} + \Delta \omega_{ext,\ell}$ 。品质因子由内部品质因子和外部耦合品 质因子构成,即 $Q_{tot,\ell}^{-1} = Q_{int,\ell}^{-1} + Q_{ext,\ell}^{-1} = \Delta \omega_{tot,\ell} / \omega_{\ell}$ 。

腔内的光场可表达为:

$$E(\mathbf{r},\mathbf{t}) = \sqrt{2\frac{\hbar\omega_{\rm L}}{\varepsilon_0 n_{\rm L}^2}} \sum_{\ell} \frac{1}{2} \mathcal{A}_{\ell}(\mathbf{t}) e^{i\omega_{\ell} \mathbf{t}} \Upsilon_{\ell}(\mathbf{r}) + \text{c.c.}$$
(2.63)

其中t是时间, $\mathcal{A}_{\ell}(t)$ 是 ℓ 模式缓慢变化的振幅, $\Upsilon_{\ell}(\mathbf{r})$ 是对应的空间模式分 布, ε_0 是真空的介电常数, n_L 是泵浦波长对应的折射率, c.c.为复共轭。 各个模式的慢变化包络满足如下方程^[116]:

$$\frac{d\mathcal{A}_{\ell}}{dt} = -\frac{1}{2} \Delta \omega_{tot,\ell} \mathcal{A}_{\ell} + \frac{1}{2} \Delta \omega_{tot,\ell} \mathcal{F}_{\ell} e^{i\sigma t} \delta \left(\ell - \ell_{0}\right)$$

$$-ig_{0} \sum_{\ell_{m},\ell_{n},\ell_{p}} \mathcal{A}_{\ell_{m}} \mathcal{A}_{\ell_{n}}^{*} \mathcal{A}_{\ell_{p}} e^{\left[i\left(\omega_{\ell_{m}} - \omega_{\ell_{n}} + \omega_{\ell_{p}} - \omega_{\ell}\right)t\right]}$$

$$\times \Lambda_{\ell}^{\ell_{m}\ell_{n}\ell_{p}} \delta \left(\ell_{m} - \ell_{n} + \ell_{p} - \ell\right) \qquad (2.64)$$

其中, $\delta(x)$ 是克罗内克函数,当x=0时, $\delta(x)=1$,反之等于0。 $|A_{\ell}|^2$ 为微腔 ℓ 模式的光子数量。 $\mathcal{F}_{\ell_0} = \left[4\Delta\omega_{ext,\ell_0}/\Delta\omega_{tot,\ell_0}^2\right]^{\frac{1}{2}} [P/\hbar\omega_L]^{\frac{1}{2}}$ 代表外部激励的振幅, $\Delta\omega_{ext}$ 表

示进耦合损耗。 $\Lambda_{\ell}^{\ell_m\ell_n\ell_p}$ 是各个模式的耦合系数, g_0 为四波混频增益, 其表达式为:

$$g_0 = n_2 c\hbar \omega_{\ell_0}^2 / n_0^2 V_{eff}$$
(2.65)

其中, \hbar 是普朗克常数, n_2 是在 $\ell = \ell_0$ 处克尔系数, V_{eff} 是泵浦模式的有效模式体积。 σ 表征泵浦角频率 $\omega_L = 2\pi c/\lambda_L$ 和泵浦模式谐振频率 ω_{ℓ_0} 之间的失谐, 其表达式为:



图 2.2 典型的微腔结构。(a) 直通型谐振腔;(b) 上下话路型谐振腔。

Figure 2.2 Typical structures of micro-ring resonater. (a) Add-through configuration. (b) Add-drop configuration.

常用的光学微腔有图 2.2 所示的两种结构,第一种结构被称为直通型。这种 结构的优势是只存在一个耦合,耦合损耗相对较低,对于此结构,方程(2.64) 中的线宽可以表示为:

$$\Delta \omega_{\rm tot} = \Delta \omega_{\rm int} + \Delta \omega_{\rm ext,t} \tag{2.67}$$

其模态输出场遵循:

$$\mathcal{A}_{out,l} = \sqrt{\Delta \omega_{ext,l}} \mathcal{A}_l - \mathcal{A}_{in} \delta(l)$$
 (2.68)

其中, Δω_{ext}, 为直通波导的耦合损耗。第二种结构被称为上下话路型, 如图 2.2 (b)所示。此结构增加了外部耦合损耗。其在方程(2.64)中对应的线宽可表 示为:

$$\Delta \omega_{\rm tot} = \Delta \omega_{\rm int} + \Delta \omega_{\rm ext,t} + \Delta \omega_{\rm ext,d} \tag{2.69}$$

其模态输出场遵循:

$$\mathcal{A}_{out,l} = \sqrt{\Delta \omega_{ext,d}} \mathcal{A}_l \tag{2.70}$$

其中Δω_{ext.d}代表下载波导的耦合损耗^[116]。

以上提到的耦合模方程,将腔内光场看做一个整体,可得到与其等效的 Lugiato-Lefever (LLE)方程^[115]:

$$\frac{\partial \mathcal{A}}{\partial t} = -\frac{1}{2} \Delta \omega_{tot} \mathcal{A} + i\sigma \mathcal{A} + ig_0 \left| \mathcal{A} \right|^2 \mathcal{A} + i\frac{\zeta_2}{2} \frac{\partial^2 \mathcal{A}}{\partial \theta^2} + \sqrt{\Delta \omega_{ext,t}} A_{in}$$
(2.71)

其中, $\mathcal{A}(\theta,t) = \sum_{l} \mathcal{A}_{l}(t) e^{i\theta}$ 是腔内总光场, $\theta \in [-\pi,\pi]$ 是沿着谐振腔圆周的 方位角。用 $v_{g} \sum_{k=2}^{k_{max}} (i\Omega_{FSR})^{k} (\beta_{k}/k!) \partial^{k} \mathcal{A}/\partial \theta^{k}$ 替换 $(\zeta_{2}/2) \partial^{2} \mathcal{A}/\partial \theta^{2}$ 可以解决高阶 色散问题, 其中色散系数 $\beta_{k} = -[v_{g}(-\Omega_{FSR})^{k}] \zeta_{k}$ 完全对应于光纤光学中的色散系 数。因此, 腔内光子的总数为 $|\mathcal{A}|^{2}$, 直通型和上下话路型微腔输出光场分别为 $\mathcal{A}_{out} = \sqrt{\Delta \omega_{ext,t}} \mathcal{A} - \mathcal{A}_{in}$, $\mathcal{A}_{out} = \sqrt{\Delta \omega_{ext,d}} \mathcal{A}$ 。为简化计算,方程式(2.71)进一步归一 化为:

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = -(1+i\alpha)\psi + i|\psi|^2\psi - i\frac{\beta}{2}\frac{\partial^2\psi}{\partial\theta^2} + F \qquad (2.72)$$

其中, $\psi(\theta, \tau) = (2g_0/\Delta\omega_{tot})^{1/2} \mathcal{A}$ 为无量纲腔内光场, $\tau = \Delta\omega_{tot} t/2 = t/2\tau_{ph}$ 为无量 纲时间。该归一化方程的其余无量纲参数,频率失谐 $\alpha = -2\sigma/\Delta\omega_{tot}$,腔二阶色 散 $\beta = -2\zeta_2/\Delta\omega_{tot}$,外部激励 $F = (8g_0\Delta\omega_{ett,t}/\Delta\omega_{tot}^3)^{1/2}\sqrt{P/\hbar\omega_L}$ 。LLE 方程被广泛用 于微腔克尔光学频率梳产生的理论研究^[115-117],包括各种解域以及光频梳的动力 学过程。通过扫描泵浦光的失谐量,利用 LLE 方程可得到腔内光场的演化过程, 包括主梳态、子梳、调制不稳定性梳、呼吸孤子梳和稳定孤子频梳。同时微腔中 的其它非线性物理过程也可以通过 LLE 方程进行仿真预测,如:拉曼自频移、色 散波、交叉相位调制等。光频梳可分为稳定的调制不稳定态、不稳定的调制不稳 定态、不稳定的微腔孤子态和稳定的微腔孤子态。这四种形态分别对应着图灵模 式、混沌态、呼吸孤子、微腔孤子和孤子分子。对于所有的这些解,在半经典理 论模型下,克尔光频梳都是完全对称的存在。基于 LLE 方程,我们对腔内光场 演化进行了模拟仿真,其频域和时域演化如图 2.3 所示。从图 2.3(a)中,可见腔 内光场时域的演化,尤其可见腔内脉冲随着光场的演化,孤子数的逐步减少,最 后进入多孤子态和单孤子态。从图 2.3(b)的频域演化中,可见泵浦频率光通过光参量振荡产生新的频率成分,形成主梳态,进而演化到调制不稳定性态,最后进入孤子态。



图 2.3 克尔光频梳理论演化图。(a) 克尔光频梳时域演化; (b) 克尔光频梳频域演化。

Figure 2.3 Theoretical evolution of Kerr optical frequency comb. (a) Evolution of Kerr optical frequency comb in time domain. (b) Evolution of Kerr optical frequency comb in frequency domain.

2.2.2 微腔克尔光频梳量子模型理论

20世纪初, 普朗克用谐振子能量的量子化假说来分析了黑体辐射实验, 开 启了量子学说的研究序幕。爱因斯坦在普朗克基础上, 进一步提出光与物质相互 作用的过程中, 能量并非连续分布的, 而是按份存在, 即存在光量子。因该理论 对光电效应现象进行了完美解释, 爱因斯坦也因此摘得 1921 年的诺贝尔物理学 奖。

前一小节介绍了微腔光学频率梳半经典模型理论,本小节将从光场量子化角度出发,对微腔光学频率梳量子模型的动力学过程进行研究和分析。研究克尔光频梳的量子特性首要是将光场量子化,而正则量子化为经典电磁波场与电场量子

化提供了有效的有效工具,方程(2.64)可进一步简化,写为适用于正则量子化 的更简便形式。首先引入简化的特征数 $l = \ell - \ell_0$,泵浦模式视为l = 0,而各边带 模式分别为 $l = \pm 1, \pm 2, ..., "+"$ 和"-"分别代表较高和较低频率的边带模式。四波 混频中的模式 ℓ_m, ℓ_n, ℓ_p 将被简化对应替换为 $\{m, n, p\} = \ell_{\{m, n, p\}} - \ell_0$ 。在光频梳带宽 足够窄的条件下, $\Lambda_l^{mnp} = 1$, $\Delta \omega_l = \Delta \omega_{tot,0} = \Delta \omega_{tot}$ 。最后用 $\mathcal{A}_l = \mathcal{A}_l$ 进行光场替换。 在进行完这些数学变换之后,新的模态场 \mathcal{A}_l 遵循以下常微分方程组^[115]:

$$\dot{\mathcal{A}}_{l} = -\frac{1}{2}\Delta\omega_{tot}\mathcal{A}_{l} + i\left[\sigma - \frac{1}{2}\zeta_{2}l^{2}\right]\mathcal{A}_{l}$$
$$+\delta(l)\sqrt{\Delta\omega_{ext}\mathcal{A}_{in}} + ig_{0}\sum_{m,n,p}\delta(m-n+p-l)\mathcal{A}_{m}\mathcal{A}_{n}^{*}\mathcal{A}_{p} \qquad (2.73)$$

正则量子化为推导出克尔光频梳半经典模型的量子对偶形式提供了可能,经 历如下三个步骤:(1)首先分别用湮灭和产生算符â_i(t)和â[†]_i(t)替换所有场*A_i*(t) 和它们的复共轭*A_i**(t);(2)然后在光学系统的损耗机制中引入真空涨落算符; (3)最后在输入和输出耦合端口引入真空涨落算符。

产生和湮灭算符遵守以下玻色子对易关系[117]:

$$\left[\hat{\mathbf{a}}_{l},\hat{\mathbf{a}}_{l'}^{\dagger}\right] = \boldsymbol{\delta}_{l,l'} \tag{2.74}$$

$$\begin{bmatrix} \hat{\mathbf{a}}_l, \hat{\mathbf{a}}_{l'} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{\mathbf{a}}_l^{\dagger}, \hat{\mathbf{a}}_{l'}^{\dagger} \end{bmatrix} = \mathbf{0}$$
(2.75)

 \hat{a}_{l} 对应于模式为l的光子湮灭, \hat{a}_{l}^{\dagger} 半对应于模式为l的光子产生。半经典理 论中光子数关系式为 $|\mathcal{A}_{l}|^{2} = \mathcal{A}_{l}^{*}\mathcal{A}_{l}$,代表腔内某种模式的能量。在量子化的光场 里,光子算符可由产生算符和湮灭算符的乘积表示为:

$$\hat{n}_l = \hat{a}_l^{\dagger} \hat{a}_l \tag{2.76}$$

此处必须明确的一点是,算符â[†]_i和â_i的顺序不能任意互换,须遵循产生算符在 左边,湮灭算符在右边的原则。

对于表征损耗机制因素相关的真空涨落算符, $\hat{V}_{i,l}$ 表示固有损耗, $\hat{V}_{i,l}$ 表示直 通端口的耦合损耗, $\hat{V}_{d,l}$ 表示输出端口的耦合损耗,其遵守如下原则:

$$\left[\hat{V}_{s,l}(t),\hat{V}_{s',l'}^{\dagger}(t')\right] = \delta_{s,s'}\delta_{l,l'}\delta(t-t')$$
(2.77)

其中, *s*,*s*'=*t*(直通端)、*i*(内在)或*d*(输出端)。引入真空涨落是避免违反 海森堡测不准原理所必需的,它具有以下相关特性:

$$\langle \hat{V}_{s,l}(t) \hat{V}_{s',l'}^{\dagger}(t') \rangle = \delta_{s,s'} \delta_{l,l'} \delta(t-t')$$
(2.78)

$$\langle \hat{V}_{s,l}^{\dagger}(t) \hat{V}_{s',l'}(t') \rangle = 0 \qquad (2.79)$$

$$\langle \hat{V}_{s,l}(t) \hat{V}_{s',l'}(t') \rangle = \langle \hat{V}_{s,l}^{\dagger}(t) \hat{V}_{s',l'}^{\dagger}(t') \rangle = 0$$
(2.80)

$$\hat{A}_{in} = A_{in} + \hat{V}_{i,0}$$
(2.81)

$$\left[\hat{A}_{in}(t), \hat{A}_{in}^{\dagger}(t')\right] = \left[\hat{V}_{t,0}(t), \hat{V}_{t,0}^{\dagger}(t')\right] = \delta(t-t')$$

$$(2.82)$$

此刻,可通过正则量子化来描述半经典理论中的方程(2.66),(2.69)和(2.73),首先简单介绍以下符号替换原则:

$$2_{Ki} = \Delta \omega_{\text{int}} \tag{2.83}$$

$$2_{Kd} = \Delta \omega_{ext,d} \tag{2.84}$$

$$2_{Kt} = \Delta \omega_{ext,t} \tag{2.85}$$

$$2_{K} = \Delta \omega_{tot} \tag{2.86}$$

对于直通型微腔结构,其量子模型可表达为:

$$\dot{\hat{a}}_{l} = -k\hat{a}_{l} + i \left[\sigma - \frac{1}{2} \zeta_{2} l^{2} \right] \hat{a}_{l} + \delta(l) \sqrt{2k_{t}} A_{in} + i g_{0} \sum_{m,n,p} \delta(m - n + p - l) \hat{a}_{n}^{\dagger} \hat{a}_{m} \hat{a}_{p} + \sqrt{2k_{t}} \hat{V}_{t,l} + \sqrt{2k_{t}} \hat{V}_{i,l}$$
(2.87)

$$k = k_t + k_i \tag{2.88}$$

$$\hat{\mathbf{A}}_{out,l} = \sqrt{2k_t} \,\hat{\mathbf{a}}_l - \mathbf{A}_{in} \delta(l) - \hat{V}_{t,l}$$
(2.89)

对于上下话路型微环谐振腔结构,其量子模型可表达为:

$$\dot{\hat{a}}_{l} = -k\hat{a}_{l} + i \left[\sigma - \frac{1}{2} \zeta_{2} l^{2} \right] \hat{a}_{l} + \delta(l) \sqrt{2k_{t}} A_{in} + i g_{0} \sum_{m,n,p} \delta(m - n + p - l) \hat{a}_{n}^{\dagger} \hat{a}_{m} \hat{a}_{p} + \sqrt{2k_{t}} \hat{V}_{t,l} + \sqrt{2k_{t}} \hat{V}_{i,l} + \sqrt{2k_{d}} \hat{V}_{d,l}$$
(2.90)

$$k = k_t + k_i + k_d \tag{2.91}$$

$$\hat{A}_{out,l} = \sqrt{2k_d} \, \hat{a}_l - \hat{V}_{d,l} \tag{2.92}$$

克尔光频梳的量子特性理论也可通过哈密顿形式来解释,哈密顿量主要包含 三个部分^[117]。

第一部分对应于光场的传播:

$$\hat{\mathbf{H}}_{free} = \hbar \int_{-\pi}^{+\pi} \hat{\mathbf{a}}^{\dagger} \left[\boldsymbol{\sigma} + \frac{1}{2} \zeta_2 \frac{\partial}{\partial \theta^2} \right] \hat{\mathbf{a}} \frac{d\theta}{2\pi}$$
(2.93)

第二部分来自外部泵场:

$$\hat{\mathbf{H}}_{pump} = i \hbar \sqrt{2k_{t}} \mathbf{A}_{in} \left(\hat{\mathbf{a}}_{0}^{\dagger} - \hat{\mathbf{a}}_{0} \right)$$
(2.94)

第三部分来自与克尔非线性相关的相互作用:

$$\hat{H}_{Kerr} = -\frac{1}{2} \hbar g_0 \int_{-\pi}^{+\pi} (\hat{a}^{\dagger})^2 (\hat{a})^2 \frac{d\theta}{2\pi}$$
$$= -\frac{1}{2} \hbar g_0 \sum_{m,n,p,q} \delta(m-n+p-q) \hat{a}_n^{\dagger} \hat{a}_q^{\dagger} \hat{a}_m \hat{a}_p \qquad (2.95)$$

对于介质中量子现象的理解,又可将来源于非线性相互作用的哈密顿量本身分解 成以下三个部分:

$$\hat{\mathbf{H}}_{Kerr} = \hat{\mathbf{H}}_{SPM} + \hat{\mathbf{H}}_{CPM} + \hat{\mathbf{H}}_{FWM}$$
(2.96)

$$\hat{H}_{SPM} = -\frac{1}{2}\hbar g_0 \sum_{m} (\hat{a}_m^{\dagger})^2 (\hat{a}_m)^2$$
(2.97)

$$\hat{\mathbf{H}}_{CPM} = -2\hbar g_0 \sum_{m < n} \hat{\mathbf{a}}_m^{\dagger} \hat{\mathbf{a}}_n^{\dagger} \hat{\mathbf{a}}_n \hat{\mathbf{a}}_n \hat{\mathbf{a}}_n$$
(2.98)

其中, Ĥ_{SPM}和Ĥ_{CPM}分别是自相位调制和交叉相位调制的影响, 其余是源于四波 混频的影响。因此, 总哈密顿量可表示为:

$$\hat{\mathbf{H}}_{tot} = \hat{\mathbf{H}}_{free} + \hat{\mathbf{H}}_{pump} + \hat{\mathbf{H}}_{Kerr}$$
(2.99)

对于克尔光频梳来说,哈密顿量可能非常大。在早期基于 LLE 方程的量子关联研 究中,哈密顿量总是最多处于几十个单项式。然而,如果我们考虑l = -K, ..., K 的 梳 (即具有 2K + 1 模式的梳),那么相互作用哈密顿量 \hat{H}_{Kerr} 正好具有

 $\frac{1}{3} [2(2K+1)^3 + (2K+1)]$ 单项式。因此,这个单项式数将随着模式数的增加而以 三次方形式增加,对于具有 100 模式的光频梳,哈密顿量中已经有近 10⁶个单项 式。哈密顿量 \hat{H}_{tot} 可用于研究量子克尔光频梳的时域动力学过程,其与湮没算符 \hat{a}_t 可组成方程:

$$\dot{\hat{a}}_{l} = \frac{1}{i\hbar} \left[\hat{a}_{l}, \hat{H}_{tot} \right] + \sum_{s} \left[-k_{s} \hat{a}_{l} + \sqrt{2k_{s}} \hat{V}_{s,l} \right]$$
(2.100)

其中s对应于光学微腔的损失项,如下:

$$s = \begin{cases} t, i \to _{\bar{1}} \oplus _{\bar{1}} \oplus _{\bar{1}} \oplus _{\bar{1}} \\ t, i, d \to _{\bar{1}} \to _{\bar{1}} \\ \bar{1} \oplus _{\bar{1}} \oplus _{\bar{1}} \oplus _{\bar{1}} \\ \hline \end{cases}$$
(2.101)

 $k = \sum_{s} k_{s}$ 代表总损失, $\hat{V}_{s,l}$ 代表对应于这些损失的真空涨落。而输出光场是: $\hat{A}_{m,l} = \sqrt{2k_{s}} \hat{a}_{l} - A_{s} \delta_{s} \delta(l) - \hat{V}_{s}$ (2.102)

$$\mathbf{A}_{out,l} = \sqrt{2\kappa_r \alpha_l} - \mathbf{A}_{in} \mathbf{O}_{l,r} \mathbf{O}(l) - \mathbf{v}_{r,l}$$

其中r代表下面的输出端口:

$$r = \begin{cases} t \to \hat{I} \oplus \hat{I} \oplus \hat{I} \oplus \hat{I} \\ d \to \hat{L} \\ \top \\ \vdots \\ d & \vdots \end{cases}$$
(2.103)

半经典理论中的 LLE 方程(2.71) 可在光场量子化的基础上, 推导出其量子 化的 LLE 方程对应式, 其表达为:

$$\frac{\partial}{\partial t}\hat{\mathbf{a}} = -(k - i\sigma)\hat{\mathbf{a}} + ig_0\hat{\mathbf{a}}^{\dagger}\hat{\mathbf{a}}^2 + i\frac{\zeta_2}{2}\frac{\partial^2}{\partial\theta^2}\hat{\mathbf{a}} + \sqrt{2k_t}\mathbf{A}_{in} + \sum_s\sqrt{2k_s}\hat{V}_s(\theta, t) \quad (2.104)$$

其中, $\hat{a}(\theta,t) = \sum_{l} \hat{a}_{l}(t) e^{il\theta}$ 为整个腔内湮没算符。 $\hat{V}_{s}(\theta,t) = \sum_{l} \hat{V}_{s,l}(t) e^{il\theta}$ 为多模真 空涨落算符, $\hat{A}_{out}(\theta,t) = \sum_{l} \hat{A}_{out,l}(t) e^{il\theta}$ 为输出场湮没算符。若考虑高阶色散, 可 通过用 $\mathcal{V}_{g} \sum_{k=2}^{k_{max}} (i\Omega_{FSR})^{k} (\beta_{K}/k!) \partial^{k} \hat{a}/\partial \theta^{k}$ 代替 $(\zeta_{2}/2) \partial^{2} \hat{a}/\partial \theta^{2}$ 直接得到其量子方 程。

在半经典理论里,当注入系统的泵浦能量低于阈值时,即总是保持在 $P < P_{min}$,那么,只有泵浦模式l = 0被激发。也就是说,对于 $l \neq 0$, $\mathcal{A}_0 \neq 0$, $\mathcal{A}_l \equiv 0$ 。 然而,从量子角度来看,所有模式中的量子涨落都允许自发光子相互作用 $2\hbar\omega_0 \rightarrow \hbar\omega_1 + \hbar\omega_{-1}$ 。为了进一步了解量子涨落的影响,当泵浦光能量处于阈值之 下时,微腔中各模式的湮灭算符可表达为:

$$\hat{\mathbf{a}}_{l} = \begin{cases} \mathcal{A}_{0} + \delta \hat{\mathbf{a}}_{0} & l = 0\\ \delta \hat{\mathbf{a}}_{l} & l \neq 0 \end{cases}$$
(2.105)

其中,算符 $\delta \hat{a}_l$ 代表模式 $l \in \{-K,...,K\}$ 的量子涨落。系统的量子动力学是以非 线性代数方程的形式分解的^[123]:

$$\left(-k+i\sigma\right)\mathcal{A}_{0}+\sqrt{2k_{t}}A_{in}+ig_{0}\left|\mathcal{A}_{0}\right|^{2}\mathcal{A}_{0}=0$$
(2.106)

对于中心模式l=0,我们有2K个微分方程组:

$$\dot{\delta\hat{a}}_{l} = \mathcal{R}_{l} \,\delta\hat{a}_{l} + S_{l} \,\delta\hat{a}_{-l}^{\dagger} + \sum_{s} \sqrt{2k_{s}} \hat{V}_{s,l} \qquad (2.\ 107)$$

对于边模±l≠0的量子涨落:

$$\mathcal{R}_{l} = -\left[k - i\left(\sigma - \frac{1}{2}\zeta_{2}l^{2}\right)\right] + 2ig_{0}\left|\mathcal{A}_{0}\right|^{2}$$
(2.108)

$$S_l = ig_0 \mathcal{A}_0^2 \tag{2.109}$$

方程式(2.107)可以进一步表达为:

$$\begin{bmatrix} \delta \hat{a}_{l} \\ \vdots \\ \delta \hat{a}_{-l}^{\dagger} \end{bmatrix} = J_{a,l} \begin{bmatrix} \delta \hat{a}_{l} \\ \delta \hat{a}_{-l}^{\dagger} \end{bmatrix} + \sum_{s} \sqrt{2k_{s}} \frac{\hat{V}_{s,l}(t)}{\hat{V}_{s,-l}^{\dagger}(t)}$$
(2.110)

其中,

$$J_{a,l} = \begin{bmatrix} \mathcal{R}_{1} & S_{1} \\ S_{l}^{*} & \mathcal{R}_{l}^{*} \end{bmatrix}$$
(2.111)

是一个2×2的雅可比矩阵。

在傅立叶域中,我们可将算符转换为:

$$\tilde{X}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{X}(t) e^{i\omega t} dt \qquad (2.112)$$

并且在谱域方程中,方程(2.110)可以转换为:

$$\begin{bmatrix} \delta \tilde{\mathbf{a}}_{l}(\boldsymbol{\omega}) \\ \delta \tilde{\mathbf{a}}_{-l}^{\dagger}(\boldsymbol{\omega}) \end{bmatrix} = -\begin{bmatrix} J_{a,l} + i\boldsymbol{\omega} \mathbf{I}_{2} \end{bmatrix}^{-1} \times \sum_{s} \sqrt{2k_{s}} \begin{bmatrix} \tilde{V}_{s,l}(\boldsymbol{\omega}) \\ \tilde{V}_{s,-l}^{\dagger}(\boldsymbol{\omega}) \end{bmatrix}$$
(2.113)

其中I2是2×2单位矩阵。通过方程式(2.102)可知湮灭和产生算符服从:

$$\begin{bmatrix} \delta \tilde{\mathbf{A}}_{out,l}(\omega) \\ \delta \tilde{\mathbf{A}}_{out,-l}^{\dagger}(\omega) \end{bmatrix} = -\begin{bmatrix} J_{a,l} + i\omega \mathbf{I}_2 \end{bmatrix}^{-1} \times \sum_{s} \sqrt{4k_r k_s} \begin{bmatrix} \tilde{V}_{s,l}(\omega) \\ \tilde{V}_{s,-l}^{\dagger}(\omega) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \tilde{V}_{r,l}(\omega) \\ \tilde{V}_{r,-l}^{\dagger}(\omega) \end{bmatrix}$$
(2.114)

结合傅立叶域中真空涨落的相关特性:

$$\langle \tilde{V}_{s,l}(\omega) \tilde{V}^{\dagger}_{s',l'}(\omega') \rangle = \delta_{s,s'} \delta_{l,l'} \delta(\omega - \omega')$$
(2.115)

$$\langle \tilde{V}_{s,l}^{\dagger}(\omega)\tilde{V}_{s',l'}(\omega')\rangle = 0$$
(2.116)

$$\langle \tilde{V}_{s,l}(\omega)\tilde{V}_{s',l'}(\omega')\rangle = \langle \tilde{V}_{s,l}^{\dagger}(\omega)\tilde{V}_{s'l'}^{\dagger}(\omega')\rangle = 0$$
(2.117)

结合方程式(2.114),边带模土/中输出光子通量的光谱密度可以通过以下公式计算:

$$S_{sp,l}(\omega) = \langle \delta \hat{A}_{out,\pm l}^{\dagger}(\omega) \delta \hat{A}_{out,\pm l}(\omega) \rangle$$

= $4\rho k^{2} \frac{g_{0}^{2} |\mathcal{A}_{0}|^{4}}{\left[k^{2} - g_{0}^{2} |\mathcal{A}_{0}|^{4} + \xi_{1}^{2} - \omega^{2}\right]^{2} + 4k^{2}\omega^{2}}$ (2.118)

其中,

$$\xi_{l} = \Im \left[\mathcal{R}_{1} \right] = \sigma - \frac{1}{2} \zeta_{2} l^{2} + 2g_{0} \left| \mathcal{A}_{0} \right|^{2}$$
(2.119)

是模式l下,由激光失谐、色散和自相位调制引起的总位移,而参数 $\rho \in [0,1]_{,}$ 其被定义为:

$$\rho = \frac{k_r}{k} = \begin{cases} k_t / (k_t + k_i) \rightarrow \text{直通型} \\ k_d / (k_t + k_i + k_d) \rightarrow \text{上下话路型} \end{cases}$$
(2.120)

参数 ρ 是耦合输出和总损耗之间的比率,因此视为探测到的光子数与消失的光子 总数之间的比率。 $\rho \rightarrow 1$ 表征自发四波混频的较好性能。对于直通型, $k_i \gg k_i$, 对于上下话路型, $k_d \gg k_i k_i$ 。低损耗微腔更最适合自发四波混频,因为当 $k_i \rightarrow 0$ (或 $Q_{int} \rightarrow +\infty$)时 ρ 最大。

基于对自发四波混频光谱功率密度的认识基础上,可以进一步采用帕塞瓦 尔定理分析计算任何模式*l*的输出光子通量(或光子产生速率)*R_{out}*:

$$R_{out,l} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{sp,l}(\omega) d\omega \qquad (2.121)$$

而每种模式1的输出功率(单位为瓦)可通过以下计算获得:

$$\mathbf{P}_{out,l} = \hbar \omega_L R_{out,l} \tag{2.122}$$

自发发射光谱中发射的总功率为:

$$\mathbf{P}_{out} = \hbar \omega_L \sum_{l \neq 0} R_{out,l} \tag{2.123}$$

在数学上,方程式(2.121)中积分将存在两种不同的情况,这取决于方程的腔内 光子数 $|A_0|^2$ (方程式(2.106)的解)是否小于阈值光子数值 $|A_{th}|^2 = k/g_0$ 。

第一种情况,低泵浦的情况,数学上对应:

$$g_0^2 \left| \mathcal{A}_0 \right|^4 < k^2 + \xi_l^2 \tag{2.124}$$

低泵浦有效地避免了非线性(拉曼、布里渊)和热效应(热光振荡),从而允许更好 地控制参量自发发射过程^[118]。在这种情况下,自发发射光子的输出通量被定义 为:

$$R_{out,l} = \rho k \frac{g_0^2 \left| \mathcal{A}_0 \right|^4}{k^2 - g_0^2 \left| \mathcal{A}_0 \right|^4 + \xi_l^2}$$
(2.125)

方程式(2.106)证明了 $|A_0|^2 和 P = \hbar \omega_L A_{in}^2$ 之间的关系是非线性的,因而这种情况使 得泵浦功率和参量自发发射之间的相互作用就不能简单地定量理解。而这种非线 性关系可在低泵浦 $(|A_0|^2 \ll |A_{in}|^2 = k/g_0)$ 的情况下消失,当泵浦功率非常小时, 腔内光子数通常比克尔光频梳阈值小得多。因此,在方程式(2.106)中可以忽略 非线性增益项。在这种情况下,泵浦模式下的腔内光子数随泵浦功率的变化而变 化:

$$\left|\mathcal{A}_{0}\right|^{2} \simeq \frac{2k_{t}}{k^{2} + \sigma^{2}} \frac{P}{\hbar\omega_{L}}$$
(2.126)

在这种非常低的泵浦状态下, 腔内光子数 $\left|A_{0}\right|^{2}$ 与输入泵浦功率 P 成比例, 因此输出光子通量可以确定为:

$$R_{out,l} \simeq \frac{R_{max}}{\left[1 + \left(\frac{\sigma}{k}\right)^2\right]^2 \left[1 + \frac{1}{k^2} \left(\sigma - \frac{1}{2}\zeta_2 l^2\right)^2\right]}$$
(2.127)

其中,

$$R_{\text{max}} = 4\rho \frac{g_0^2 k_t^2}{k^5} \left[\frac{P}{\hbar \omega_L} \right]^2$$
$$= 32 \frac{Q_{tot}^6}{Q_r Q_t^2} \left[\frac{\gamma v_g^2}{2\pi a} \right] \frac{P^2}{\omega_L^3}$$
(2.128)

第二种情况,处于强泵浦情况下的自发四波混频,数学上对应:

$$g_0^2 \left| \mathcal{A}_0 \right|^4 > k^2 + \xi_l^2 \tag{2.129}$$

此时对应的总失谐 $|\xi_l|$ 非常大,泵浦功率也很大($|A_0|^2 \sim |A_{lh}|^2$),但系统的总功率依然保持在阈值之下。边带模式l中的光子通量可由下式给出:

$$R_{out,l} = \rho k^2 \frac{g_0^2 |\mathcal{A}_0|^4}{\sqrt{g_0^2 |\mathcal{A}_0|^4 - k^2 [g_0^2 |\mathcal{A}_0|^4 - k^2 - \xi_l^2]}}$$
(2.130)

从光场量子化的角度思考腔内的光学效应,自然离不开量子关联和量子纠缠, 输出湮灭算符的相关性可表达为:

$$C(\omega) = \langle \delta \tilde{A}_{out,-l}(\omega) \delta \tilde{A}_{out,l}(\omega) \rangle$$
$$= -\rho \frac{2_k S_l}{\left| D_l(\omega) \right|^2} \Big[D_l^*(\omega) + 2_k \big(\mathcal{R}_l^* - i\omega \big) \Big] \qquad (2.131)$$

在这种近似强泵浦的情况下,泵浦和边带模式±l之间的相互作用可用简化 的哈密顿量来描述:

$$\hat{\mathbf{H}}_{l} == i\hbar \left\{ \zeta^{*} \hat{\mathbf{a}}_{l} \hat{\mathbf{a}}_{-l} - \zeta \hat{\mathbf{a}}_{l}^{\dagger} \hat{\mathbf{a}}_{-l}^{\dagger} \right\}$$
(2.132)

其中, $\zeta = -\frac{1}{2}ig_0A_0^2$ 。众所周知, 哈密顿量 \hat{H}_l 会产生成对的纠缠光子, 如下: $\left|\psi_{||}(t)\right| > = e^{\left[\hat{H}_l/i\hbar\right]t} \left|0,0\right|$ $= \frac{1}{\cosh r} \sum_{n=0}^{+\infty} \left(-e^{i\psi}\right)^n \tanh^n r \left|n,n\right|$ (2.133)

因此,当泵浦远低于阈值时,自发发射光子的主要特征可以通过分析来估计。

接下来,阐述当泵浦能量高于系统阈值的情况。在光频梳产生的任何一种形态中,半经典理论中的每个边带模式所对应的光子数被定义为:

$$\mathcal{A}_{out,\pm l}\Big|^2 = N_{out,\pm L} \tag{2.134}$$

两个边带模式是对称存在的,二者具有相同的振幅,且它们具有相同的光子数, 平均强度差〈N_{out,A}〉=〈N_{out,-}〉 视为零。而基于光量子的角度,可通过体现 光子数差异的量子算符去描述其非经典行为。以静态的图灵态或者孤子态光频梳 为例,光子数差 N_{out,A} = N_{out,-}, 实验上对应于边带模式+*l*和-*l*探测到的光 功率差。该边带模式的光子数算符为^[117]:

$$\hat{\boldsymbol{n}}_l = \hat{\boldsymbol{a}}_l^{\dagger} \hat{\boldsymbol{a}}_l \tag{2.135}$$

$$\hat{n}_{-l} = \hat{a}_{-l}^{\dagger} \hat{a}_{-l} \tag{2.136}$$

根据海森堡方程式(2.100),可得:

$$\dot{\hat{n}}_{\pm l} = \hat{a}_{\pm l}^{\dagger} \hat{a}_{\pm l} + \hat{a}_{\pm l}^{\dagger} \hat{a}_{\pm l}$$

$$= -2k\hat{n}_{\pm l} + \frac{1}{i\hbar} \Big[\hat{n}_{\pm l}, \hat{H}_{tot} \Big]$$

$$+ \sum_{s} \sqrt{2k_{s}} \Big(\hat{V}_{s,\pm l}^{\dagger} \hat{a}_{\pm l} + \hat{a}_{\pm l}^{\dagger} \hat{V}_{s,\pm l} \Big) \qquad (2.137)$$

微腔为直通型时,s=t,i; 微腔为上下话路型,s=t,i,d。此式同时证明光 子数 $\hat{n}_{\pm l}$ 不与哈密顿量 \hat{H}_{tot} 交换。

根据方程(2.137)可得:

$$\hat{n}_{\Delta} = \hat{n}_{\pm l} - \hat{n}_{-l} \tag{2.138}$$

光子数差遵循时域方程:

$$\dot{\hat{n}}_{\Delta} = -2k\hat{n}_{\Delta} + \frac{1}{i\hbar} \Big[\hat{n}_{\Delta}, \hat{H}_{tot} \Big] + \sum_{s} \sqrt{2k_s} \hat{G}_s \qquad (2.139)$$

其中,

$$\hat{G}_{s} = \hat{V}_{s,+l}^{\dagger} \hat{a}_{+l} + \hat{a}_{+l}^{\dagger} \hat{V}_{s,+l} - \hat{V}_{s,-l}^{\dagger} \hat{a}_{-l} - \hat{a}_{-l}^{\dagger} \hat{V}_{s,-l}$$
(2.140)

与Ĝ_s相关的期望值为:

$$\langle \hat{G}_s(t) \rangle = 0 \tag{2.141}$$

$$\langle \hat{G}_{s}(t) \hat{G}_{s'}(t') \rangle = \langle \hat{n}_{\Sigma} \rangle \,\delta_{s,s'} \delta(t-t') \tag{2.142}$$

其中,

$$\hat{n}_{\Sigma} = \hat{n}_{+l} + \hat{n}_{-l} \tag{2.143}$$

代表边带模±l之和的光子数算符。

通常来说,方程(2.139)所呈现的光子数差是高非线性的,然而当 \hat{n}_{Δ} 与 \hat{H}_{tot} 交换时,它便演化为线性朗之万方程。尤其当光子数与分别与 \hat{H}_{free} , \hat{H}_{pump} , \hat{H}_{Kerr} 交换时,确切的关系表达如下:

 $\begin{bmatrix} \hat{n}_{\pm l}, \hat{H}_{Kerr} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{a}_{\pm l}^{\dagger}, \hat{H}_{Kerr} \end{bmatrix} \hat{a}_{\pm l} + \hat{a}_{\pm l}^{\dagger} \begin{bmatrix} \hat{a}_{\pm l}, \hat{H}_{Kerr} \end{bmatrix}$ (2.144) 可以推导出 $\begin{bmatrix} \hat{n}_{\Delta}, \hat{H}_{Kerr} \end{bmatrix}$ 的表达:

$$\begin{bmatrix} \hat{n}_{\Delta}, \hat{H}_{Kerr} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{n}_{\pm l}, \hat{H}_{Kerr} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \hat{n}_{-l}, \hat{H}_{Kerr} \end{bmatrix}$$
$$= \hbar g_0 \sum_{n, p, q} \hat{a}_n^{\dagger} \hat{a}_q^{\dagger} \hat{a}_p \left\{ \delta \left(l - n + p - q \right) \hat{a}_l \right\}$$
$$- \delta \left(l + n - p + q \right) \hat{a}_{-l} \right\} - \text{H.c.}$$
(2.145)

其中H.c.代表前面所有项的埃尔米特共轭。通过设置 p = q,不管频梳的尺寸(光 梳的模式数)如何, $[\hat{n}_{A}, \hat{H}_{SPM}]$ 和 $[\hat{n}_{A}, \hat{H}_{CPM}]$ 都是空值。然而, $[\hat{n}_{A}, \hat{H}_{FWM}]$ 不一 定是空值。例如,对于具有 5 种模式 (l = -2, ... + 2)的光梳,光子相互作用 $2\hbar\omega_{-1} \rightarrow \hbar\omega_{0} + \hbar\omega_{-2}$ 在模式l = -1下导致两个光子的损失,而其对称侧模式对应的 l = 1并不受影响。因此,尽管在半经典近似中 $\langle N_{A} \rangle = \langle N_{l} \rangle - \langle N_{-l} \rangle$ 被认为是空值, 但 N_{A} 本身的值不一定在光子数量上守恒。只要光梳模式数大于 3,这种现象就 是存在的。然而,当光梳的模式数等于 3 时,光子数差确实与相互作用哈密顿量 交换,因此是守恒的。

接下来,讨论泵浦高于系统阈值时,幅度与相位的量子相关性和压缩。结合 大量的参数,包括泵浦功率、腔内失谐、色散等,克尔光频梳的相位是可以锁定 的,从而实现稳定的图灵态或孤子态。因此除了幅度表现出相关性,光场的相位 也具有很强的相关性。首先以具有2*K*+1个模式的光频梳为例,即*l*=-k到*l*=*k*, 腔内模场可表达为:

$$\hat{\mathbf{a}}_{l} = \mathcal{A}_{l} + \delta \,\hat{\mathbf{a}}_{l} \tag{2.146}$$

其中 \mathcal{A}_{l} 是代表半经典稳态的常数复数值, $\delta \hat{a}_{l}$ 涨落算符。结合方程(2.146)和 方程(2.100),振荡信号的幅度符合(2K+1)个非线性代数方程组:

$$-\left[k-i\left(\sigma-\frac{1}{2}\zeta_{2}l^{2}\right)\right]\mathcal{A}_{l}+\delta(l)\sqrt{2k_{t}}A_{in}$$
$$+igo\sum_{m,n,p}\delta(m-n+p-l)\mathcal{A}_{n}^{*}\mathcal{A}_{m}\mathcal{A}_{p}=0$$
(2.147)

而驱动噪声的涨落符合以下方程:

$$\delta \hat{\mathbf{a}}_{l} = -\left[k - i\left(\sigma - \frac{1}{2}\zeta_{2}l^{2}\right)\right]\delta \hat{\mathbf{a}}_{l} + \sum_{s}\sqrt{2k_{s}}\hat{V}_{s,l} + igo\sum_{m,n,p}\delta\left(m - n + p - l\right) \\ \times \left\{\delta \hat{\mathbf{a}}_{n}^{\dagger}\mathcal{A}_{m}\mathcal{A}_{p} + \mathcal{A}_{n}^{*}\delta \hat{a}_{m}\mathcal{A}_{p} + \mathcal{A}_{n}^{*}\mathcal{A}_{m}\delta \hat{\mathbf{a}}_{p}\right\}$$
(2.148)

上式可进一步化简为:

$$\dot{\delta \hat{a}}_{l} = \sum_{p=-K}^{K} \mathcal{R}_{lp} \delta \hat{a}_{p} + \sum_{p=-K}^{K} S_{lp} \delta \hat{a}_{p}^{\dagger} + \sum_{s} \sqrt{2k_{s}} \hat{V}_{s,t}$$
(2.149)

其中,

$$\mathcal{R}_{lp} = -\left[k - i\left(\sigma - \frac{1}{2}\zeta_2 l^2\right)\right]\delta(p-l) + 2igo\sum_{m,n}\delta(m-n+p-l)\mathcal{A}_m\mathcal{A}_n^*$$
(2.150)

$$S_{lp} = igo \sum_{m,n} \delta(m+n-p-l) \mathcal{A}_m \mathcal{A}_n \qquad (2.151)$$

 $R 和 S 可以被认为是(2K+1)阶方阵,量子驱动噪声项<math>\sum_{s} \sqrt{2k_s} \hat{V}_{s,l}$ 则是模式l下所有真空涨落的总和。如果引入(2K+1)维波动和真空噪声向量,

$$\delta \hat{\mathbf{a}}(t) = \begin{bmatrix} \delta \hat{\mathbf{a}}_{-\kappa}(t) \\ \vdots \\ \delta \hat{\mathbf{a}}_{+\kappa}(t) \end{bmatrix}$$
(2.152)

$$\hat{V}_{s}(t) = \begin{bmatrix} \hat{V}_{s,-K}(t) \\ \vdots \\ \hat{V}_{s,+K}(t) \end{bmatrix}$$
(2.153)

进而可在量子驱动噪声的基础上,简化方程(2.149):

$$\begin{bmatrix} \delta \hat{a} \\ \delta \hat{a}^{\dagger} \end{bmatrix} = J_a \begin{bmatrix} \delta \hat{a} \\ \delta \hat{a}^{\dagger} \end{bmatrix} + \sum_s \sqrt{2k_s} \begin{bmatrix} \hat{V}_s(t) \\ \hat{V}_s^{\dagger}(t) \end{bmatrix}$$
(2.154)

其中,

$$J_a = \begin{bmatrix} R & S \\ S^* & R^* \end{bmatrix}$$
(2.155)

另一方面,正交算符是多模场量子特性的重要参考值,对应于湮灭和产生算符的线性组合。在克尔光频梳领域,两个对称模式振幅相等且它们的相位之和是常数。如下所示:

$$\phi_l + \phi_{-l} = Const = 2\Phi_l \tag{2.156}$$

常数 Φ_I 取决于所研究的模式±l,不取决于初始条件。换言之,一旦选择了对称的一对模式,其稳态缓慢变化相位的总和就是运动常数。对于特定的模式对,相位基准可以移动,使得 $\phi_I = \phi_{-I} \equiv \Phi_I$ 。

从量子角度,对应双模积分量是:

$$\delta \hat{q}_{\varphi,l} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\delta \hat{a}_{+l} - \delta \hat{a}_{-l} \right) e^{-i\varphi} + \text{H.c.}$$
(2.157)

其中, l=1…K, 所以可通过引入K维算符进行研究,

$$\delta \hat{q}_{\varphi} = \begin{bmatrix} \delta \hat{q}_{\varphi,l} \\ \vdots \\ \delta \hat{q}_{\varphi,K} \end{bmatrix}$$
(2.158)

因而,可得:

$$\delta \hat{q}_{\varphi} = \delta \hat{q}_0 \cos \varphi + \delta \hat{q}_{\frac{\pi}{2}} \sin \varphi \qquad (2.159)$$

其中, $\delta \hat{q}_{0}$, $\delta \hat{q}_{\frac{\pi}{2}}$ 分别是振幅和相位矢量积分。

输出信号的傅立叶光谱可以使用输出相关矩阵来表达,在傅立叶域中,输出 矢量积分的傅立叶频谱可表达为:

$$\begin{bmatrix} \delta \tilde{Q}_{out,0}(\omega) \\ \delta \tilde{q}_{out,\frac{\pi}{2}}(\omega) \end{bmatrix} = -\sqrt{2k_r} \begin{bmatrix} J_q + i\omega I_k \end{bmatrix}^{-1} \\ \times \sum_{s} \sqrt{2k_s} \begin{bmatrix} \tilde{W}_{s,0}(\omega) \\ \tilde{W}_{s,\frac{\pi}{2}}(\omega) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \tilde{W}_{r,0}(\omega) \\ \tilde{W}_{r,\frac{\pi}{2}}(\omega) \end{bmatrix}$$
(2.160)

其中*I_k*是*K*维恒等矩阵。我们可以使用上面的方程来确定2*K*维的输出相关矩阵,如下所示:

$$C^{out}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega' \left\{ \begin{bmatrix} \delta \tilde{Q}_{out,0}(\omega) \\ \delta \tilde{Q}_{out,\frac{\pi}{2}}(\omega) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta \tilde{Q}_{out,\frac{\pi}{2}}(\omega') \\ \delta \tilde{Q}_{out,\frac{\pi}{2}}(\omega') \end{bmatrix}^{T} \right\}$$
$$= \left\{ 2k\rho \left[J_{q} + i\omega I_{k} \right]^{-1} + I_{k} \right\} C^{in}(\omega)$$
$$\times \left\{ 2k\rho \left[J_{q} - i\omega I_{k} \right]^{-1} + I_{k} \right\}^{T}$$
$$+ 4k^{2}\rho \left(1 - \rho \right) \left\{ \left[J_{q} + i\omega I_{k} \right]^{-1} \right\} C^{in}(\omega)$$
$$\times \left\{ \left[J_{q} - i\omega I_{k} \right]^{-1} \right\}^{T}$$
(2.161)

其中, ρ 是压缩参数, $C^{in}(\omega)$ 是2K 维输入相关矩阵:

$$C^{in}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega' \left\langle \begin{bmatrix} \tilde{W}_{s,0}(\omega) \\ \tilde{W}_{s,\frac{\pi}{2}}(\omega) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{W}_{s,0}(\omega') \\ \tilde{W}_{s,\frac{\pi}{2}}(\omega') \end{bmatrix}^T \right\rangle$$
$$= \begin{bmatrix} I_k & iI_k \\ -iI_k & I_k \end{bmatrix}$$
(2.162)

值得注意的是, 该输入相关矩阵与频率无关。

对于每个边模对±1,积分光谱被定义为:

$$S_{\varphi,l}(\omega) = C_{11;(l,l)}^{out} \cos^2 \varphi + C_{22;(l,l)}^{out} \sin^2 \varphi + \left[C_{12;(l,l)}^{out} + C_{21;(l,l)}^{out} \right] \cos \varphi \sin \varphi$$
(2.163)

其中,复值系数 $C_{ab;(l,l)}^{out}$ 和 $a,b \in \{1,2\}$ 是K维矩阵 $C_{ab}^{out}(\omega)$ 的对角元素。

第三章 微腔克尔光频梳的实验研究

得益于高品质因子微环谐振腔(Micro-ring resonator:MRR)的场增强效应,极 大地降低了光参量振荡的阈值功率。高品质因子 MRR 是实现低泵浦功率光频梳 的器件基础,本章将首先介绍 MRR 相关的典型参数及其设计封装,接着介绍微 腔光频梳产生的实验研究方案,展示了不同泵浦条件下,腔内光场从主梳、子梳, 到孤子态频梳的演化过程;最后开展了孤子晶体频梳、单孤子频梳、呼吸子频梳、 量子频梳的实验研究。

3.1 微环谐振腔的设计

本节基于高折射率掺杂玻璃的上下话路型微环谐振腔为例,介绍了微腔的典型参数设计与封装方法。上下话路型微环谐振腔的结构如图3.1所示。微环谐振腔的几何尺寸由自由光谱范围决定,微环谐振腔的长度可通过以下公式计算:

$$L = 2\pi . r = \frac{\lambda^2}{n_{eff} \cdot FSR}$$
(3.1)

其中,FSR为自由光谱范围,r为微环谐振腔的半径,λ为泵浦光波长,n_{eff}为波导的有效折射率。由此可知,微环谐振腔的半径r与微腔的自由光谱范围成反比, 进而可通过优化微环谐振腔的半径控制其自由光谱范围(光频梳重复频率)。



图 3.1 基于高折射率掺杂玻璃的上下话路型微环谐振腔模型。

Figure 3.1 Model of add-drop micro-ring resonator based on high-index doped glass.

波导的横截面对光在波导中传播模式和色散参数具有重要影响,本文中所使

用的微环谐振腔采用 2×3μm 的横截面,通过有限元方法理论分析,1550 nm 的光在波导中的 TM 模式如图 3.2 所示。



图 3.2 1550nm 光在微环谐振腔中的 TM 模式。

Figure 3.2 TM mode of the micro-resonator around 1550 nm.

微腔的品质因子由波导的传输损耗和耦合损耗共同决定,微腔的本征品质因 子(由波导的传输损耗决定)由制备工艺条件决定,2×3µm的横截面的高折 射率掺杂玻璃波导的本征品质因子为3×10⁶。为得到高品质因子的微腔,需对耦 合波导与环形波导的的耦合系数进行优化设计。图3.3为有限元方法仿真获得耦 合系数与波导间距的关系,从模拟结果可知,耦合间距与耦合效率成负相关,意 味着缩短间距可获得更高的耦合效率。但在选择耦合间距时,还应当考虑该情况 下,所对应的光学微腔Q值,同时尽可能让器件处于临界耦合附近。综合理论 分析和器件实测结果,我们所设计的光学微腔的耦合间距选定在0.9 至 1.1 µm 之 间时,耦合损耗与传输损耗处于同一水平,性能最佳。因此,我们最终选定 1 µm 为微环谐振腔的耦合间距。

根据以上微环谐振腔的设计参数,采用高折射率掺杂玻璃光子集成平台的标准制备工艺实现了高品质因子光学微腔的制备。本文的研究工作中,分别设计和制备了自由光谱范围约为 50 GHz,100 GHz 和 200 GHz 的微环谐振腔,其实物照片如图 3.4 所示,其品质因子 Q 值处于 10⁶量级,波导在通信波段的传输损耗约为 0.06 dB/cm。



图 3.3 耦合系数与波导间距的关系曲线。





图 3.4 高折射率掺杂玻璃微环谐振腔的实物可视图。

Figure 3.4 Picture of high-index doped glass micro-resonator.

光纤与波导的低损耦合是光子芯片工程应用的前提,由于光纤折射率与片上 波导的折射率存在差异,造成光纤模式与片上波导的模式不匹配,导致巨大的耦 合损耗,解决波导与光纤模式的匹配是业内的一个技术难题。为解决耦合难题, 科研人员提出两种方案,一是采用光纤透镜来改变光纤的输出光模场,使之达到 与片上波导的模场相匹配^[119],此方案可以将硅波导与光纤的耦合损耗降至3dB 左右,基本满足实验需求;第二种方式是在波导上制作模斑转换器,从而实现与 光纤模式的匹配^[120-121]。在高折射率掺杂玻璃光子集成平台中,在水平方向利用 锥形波导将水平光场扩束到光纤模场尺寸,在垂直方向上通过三维结构,实现类 似自聚焦透镜的功能,在垂直方向实现与光纤的模场匹配。利用独特的模斑转换 结构,并加入折射率匹配液,可使耦合损耗降至1dB以下,达到了通用产品的 需求,为光子集成芯片的大规模生产与应用提供了机会。本文中使用的微环谐振 腔正是采用该模斑转换器的技术方案,实现了光波导与光纤阵列的低损耦合。

光学微腔的温度控制对实验研究的顺利进行具有重要的价值,本文所采用的 光学微腔都进行了蝶形封装,利用 TEC 控制器对其工作温度进行精确控制。图 3.5 为微腔封装的结构示意图及相应的实物照片。MRR 与光纤阵列利用折射率匹 配胶进行粘合,为增加导热性,采用钨片填充 MRR 波导与 TEC 之间的空隙, 采用银胶将其固定。然后,将其镶固定在一个 14 引脚的蝶形封装壳体内,使用 一个高灵敏度的热敏电阻芯片对温度实时反馈控制。本文的微腔光频梳产生实验 中,通过外接的 TEC 控制器调节腔内工作温度,旨在通过控制 MRR 谐振峰的 方法,让泵浦光耦合进谐振峰内,实现微腔光频梳的产生,本文所用 MRR 的谐 振峰随温度漂移的系数约为 20 pm/℃。



图 3.5 MRR 的封装展示图。

Figure 3.5 Representation of MRR packaging.

3.2 微腔克尔光频梳产生的实验研究

本节基于以上自主设计的微环谐振腔,采用单泵浦的实验方案开展了微腔克 尔光学频率梳的实验研究。图 3.6 为微腔克尔光频梳产生实验装置图,泵浦源为 一台窄线宽连续激光器,其线宽为 100 kHz,为保证有足够激发光频梳的泵浦光, 泵浦光利用一台高功率掺铒光纤放大器进行放大。泵浦光注入微环谐振腔之前, 通过一个光纤偏振控制器对光的偏振进行控制与调节。在我们的实验中,光放大 器的输出功率设置为 2.8 W。泵浦激光器的波长设为 1560.2 nm,为使其耦合进入 微环谐振腔的谐振峰中,通过温度控制器对 MRR 的工作温度进行调节,实验中 先将温度设为 60 摄氏度,手动调节温度控制器,使 MRR 的工作温度逐步下降, 使 MRR 谐振峰向高频方向飘动,从而使泵浦光从谐振峰的蓝失谐进入谐振峰。 通过调节偏振控制器,使泵浦光的偏振方向尽可能与波导的一个偏振方向一致, 使尽可能多的泵浦光利用倏逝波耦合进微环谐振腔的模式中。随着微腔工作温度 的降低,泵浦光的失谐量逐步减少,腔内泵浦光功率快速提升,当腔内功率达到 光参量振荡的阈值时,微腔内形成新的频率成分。当微腔内的泵浦光功率足够高 时,将形成宽带的光频梳。



图 3.6 基于单泵浦的微腔克尔光频梳实验方案示意图。CW: 连续光; EDFA:掺铒光纤放大器; FPC:光纤偏振控制器; TEC: 温度控制器; PD:光电探测器; OSA:光谱分析仪; Oscilloscope:示波器; ESA:频谱分析仪。

Figure 3.6 Experimental schematic of optical frequency comb based on MRR with a single pump. CW: Continuous wave. EDFA: Erbium-doped fiber amplifier. FPC: Fiber polarization controller. TEC: Thermoelectric cooler. PD: Photodetector. OSA: Optical spectral analyzer. ESA: Electrical spectrum analyzer.

当谐振峰扫过泵浦光,微腔内光场经历了复杂的动力学过程,图 3.7 展示了 泵浦光在谐振峰不同失谐位置时的光谱图,分别为:(a)刚达到光参量振荡阈值 时,由简并四波混频效应,在泵浦光的两边形成对称的信号光和闲频光;(b-c) 随着泵浦失谐量的减少,微腔内产生了更高阶次的参量振荡频率,并且各个频率 分量间发生非简并四波混频效应,使新产生的频率成分进一步增多,即形成主梳

(图灵梳);(d)当泵浦光失谐量进一步减少,在各个主梳梳齿的周围形成新的 频率,即进入子梳态;(e)当各个子梳相互交叠后,在一个谐振峰中将会有多个频 率成分,并且各个频率成分处于混乱状态,导致其时域波形较为混乱,频域表现 为较强的低频噪声,此时光频梳进入了调制不稳定态;(f)当泵浦光越过零失谐, 进入红失谐后,光频梳进入了孤子态,此时腔内光功率有一定的下降,并且随着 孤子数量的减少,腔内功率呈阶梯式下降。值得说明的是主梳和孤子频梳都是低 噪态,各个梳齿的性质由泵浦光决定,可用于多波长窄线宽激光光源,具有重要 的应用价值。



图 3.7 基于单泵浦方案的克尔光频梳腔内光场演化光谱图。(a-c)为不同阶段的主梳光 谱图; (d) 子梳光谱图; (e) 调制不稳定性态光谱图; (f) 孤子晶体频梳光谱图。

Figure 3.7 Optical evolution spectra of Kerr optical frequency comb based on a single pump scheme. (a-c) Optical spectrum of primary comb. (d) Optical spectrum of sub-comb.(e) Optical spectrum of MI comb. (f) Optical spectrum of soliton crystal.



图 3.8 谐振峰扫过泵浦光时, MRR 内功率变化曲线。

Figure 3.8 Measured transmission power trace while sweeping one resonance of the MRR over the pump laser.

图 3.8 展示了当一个谐振峰扫过泵浦光时腔内的光功率波形,呈现热三角形 状,在热三角的尾部的台阶为孤子台阶,标志着孤子频梳的形成。为形成稳定的 孤子频梳,需要将泵浦光稳定在孤子台阶处,由于微腔的热光效应,在形成孤子 频梳时,腔内功率的降低,导致微腔谐振峰快速地蓝移,使泵浦光飘出谐振峰, 从而无法稳定地得到孤子频梳。为克服微腔的热光效应,在微腔孤子频梳实验中, 开发了大量的实验技巧,如快速扫频法、"power-kicking"法、快速热调法等, 其核心是使泵浦光进入孤子台阶的瞬间,微腔的稳定与形成稳定孤子的腔温度相 一致,从而达到热平衡。本文中采用了激光辅助的热平衡方案,在孤子频梳形成 过程中,实现腔内功率的稳定,从而达到实时的热平衡,使孤子产生实验不再与 调谐速度相关,极大地降低了孤子频梳的产生难度。图 3.9 为基于辅助光方案的 孤子频梳产生实验装置图。辅助光从与泵浦光相反的方向耦合进入微腔,泵浦光

辅助光和泵浦光的频率关系如图 3.10 所示,红色为泵浦光,蓝色为辅助光。 其具体值可通过实验确定:首先选定一个辅助光频率,通过调节温度,使之进入 谐振峰,并产生调制不稳定梳;此时调节泵浦光的频率,使之进入微腔的另一个 谐振峰,由于腔内光功率的提高,谐振峰将产生红移,持续增大辅助光的波长, 直到辅助光的光梳进入主梳态,泵浦光进入调制不稳定梳态;此时进一步降低微 腔的工作温度,泵浦光将越过谐振峰的零失谐,进入红失谐产生孤子频梳,而辅 助光完成腔内的热平衡。



图 3.9 基于辅助光方案的微腔克尔光频梳实验方案示意图。CW: 连续光; EDFA:掺铒 光纤放大器; FPC:光纤偏振控制器; TEC: 温度控制器; PD: 光电探测器; OSA:光谱 分析仪; Oscilloscope:示波器; ESA:频谱分析仪。

Figure 3.9 Experimental schematic of optical frequency comb based on MRR with auxiliary laser scheme. CW: Continuous wave. EDFA: Erbium-doped fiber amplifier. FPC: Fiber polarization controller. TEC: Thermoelectric cooler. PD: Photodetector. OSA: Optical spectral analyzer. ESA: Electrical spectrum analyzer.



图 3.10 泵浦光和辅助光的频率关系。

Figure 3.10 Frequency relationship between pump and auxiliary laser.

在具体的实验中,泵浦光波长为1560.2 nm,辅助光波长为1562.2 nm,二者 均经过掺铒光纤放大器,输出功率均设置为1W,耦合进微腔之前,利用偏振控 制器调节其偏振状态。通过调节 TEC 控制器,调谐腔内工作温度,微腔内将相 继形成主梳、子梳态、调制不稳定性梳和孤子频梳。当进入孤子态时,反向调节 TEC 控制器,腔内光场逐渐演化为单孤子态,其光谱演化过程如图 3.11 所示。 在泵浦波长红移的过程中,腔内孤子数逐步减少,从多孤子态逐步演化到三孤子、 双孤子和单孤子。其对应的腔内能量也呈多级台阶的逐步下降,该台阶称为"孤 子台阶",如图 3.12 所示。



图 3.11 基于辅助光方案的克尔光频梳腔内光场演化光谱图。(a)交叉相位调制梳;(b) 子 梳态光谱图;(c) 多孤子态光谱图;(d) 单孤子态光谱图。

Figure 3.11 Optical evolution spectra of Kerr optical frequency comb based on auxiliary laser scheme. (a) Optical spectrum of comb based on crossing phase modulation. (b) Optical spectrum of sub-comb. (c) Optical spectrum of multiple soliton comb. (d) Optical spectrum of single soliton.



图 3.12 泵浦光逐渐红移时, MRR 内的光频梳功率变化曲线。

Figure 3.12 Measured transmission power trace while the pump laser moves towards to longer wavelength.

3.3 孤子晶体频梳

孤子晶体频梳是一种自发形成的、呈规则排列的一系列孤子,由于孤子的规

则排列,其光谱呈现出"手掌型"。根据孤子的排列不同,孤子晶体可以分为 Schottky缺陷孤子晶体、Superstructure 孤子晶体和理想孤子晶体等。图 3.13 展 示了典型的孤子晶体频梳光谱图。



图 3.13 不同类型的孤子晶体频梳光谱图。(a) Schottky 缺陷孤子晶体光谱图 (b) Superstructure 孤子晶体光谱图; (c) 理想孤子晶体光谱图。

Figure 3.13 Optical spectra of different kinds of soliton crystals.(a) Optical spectrum of Schottky defect soliton crystal. (b) Optical spectrum of superstructure soliton crystal. (d) Optical spectrum of perfect soliton crystal.

理想孤子晶体是所有孤子均匀排布的一种特殊形态, 孤子晶体频梳形态与孤 子晶体频梳形成时微腔内的背景波有直接的关系, 而背景波受整个腔内的光场的 影响。为实现理想孤子晶体, 通过控制泵浦光的功率, 使其形成孤子频梳时避开 调制不稳定性梳, 此时腔内的背景波不受过大的扰动, 可以确定性地形成理想孤 子晶体频梳。实验上, 其光谱演化过程如图 3.14 所示。

微腔克尔光频梳的特性依赖于微腔的品质因子、色散、泵浦光功率、失谐量 等参数。在微腔光频梳的机理研究工作中,耦合模理论是早期最为常用的方法, 通过解一组非线性微分方程以表征和描述腔内各个模式的演化^[122-127],能有效解 释腔色散及光参量振荡阈值等。然而,当待分析的光频梳模式数目急剧增加时,



图 3.14 理想孤子晶体频梳腔内光场演化图。(a) 主梳光谱图; (b-c) 子梳光谱图; (d)理想孤子晶体频梳光谱图。

Figure 3.14 Optical evolution spectra of perfect soliton crystal. (a) Optical spectrum of primary comb. (b-c) Optical spectrum of sub-comb. (d) Optical spectrum of perfect soliton crystal.



图 3.15 理想孤子晶体的仿真结果。(a) 理想孤子晶体的光谱图;(b) 理想孤子晶体的时域脉冲;(c) 理想孤子晶体在腔内的孤子分布。

Figure 3.15 Simulation results of the perfect soliton crystal. (a) Optical spectrum of the perfect soliton crystal. (b) Time domain of the perfect soliton crystal. (c) Soliton distribution in micro-ring resonator of the perfect soliton crystal.

求解耦合模方程的计算量将以待求解模式数目的三次方成比增加,因此,其不适 合宽带微腔克尔光频梳的研究分析。在光学微腔中,光场沿微腔进行周期演化, 具有周期性的边界条件,理论上可采用非折叠周期性的边界条件^[128-131],在这种 情况下,光学微腔内光场符合 LLE 所描述的时空演化过程。通常,LLE 方程可以 理解为增加了泵浦失谐、阻尼和驱动等因素的非线性薛定谔方程。相对于耦合模 方程,其具有可快速求解的特点,可对微腔克尔光频梳的频域和时域演化过程进 行更加细节化的数值模拟分析^[132-135]。根据本文第二章所阐述的微腔克尔光频梳 半经典模型理论和式(2.72)所表示的归一化 LLE 方程,我们对微腔内具有 8 孤子的理想孤子晶体频梳开展了仿真分析工作,其时域脉冲均匀、等距地分布在 腔内,如图 3.15 所示。

3.4 呼吸子频梳

LLE 方程因其在宽带微腔克尔光频梳求解分析上的优势,已成为本领域研究 中最常用的数学工具,其可建立丰富的腔内动力学模型,包括各种稳态和不稳定 性态。从数学上说,时域孤子就是该方程的稳态域的解,而此节研究的呼吸子频 梳则为不稳态域的解^[136-138]。与以上提及的孤子态频梳不同之处在于,呼吸子频 梳所对应的时域脉冲存在周期性的振荡,科研人员通过解 LLE 方程对腔内光场 演变进行分析过程中,对其进行了理论预测,其后得到了实验验证^[139-140]。从物 理上说,呼吸孤子就是能量锁定且在时域上是振荡的非线性波。到目前为止,已 经在氮化硅、氟化镁、二氧化硅和硅等光学微腔平台中发现了呼吸子频梳。在呼 吸子频梳的理论研究中,发现其在相对小的泵浦失谐、较高能量情况下产生,是 处于不稳定的调制不稳定性和稳定的孤子域之间。呼吸子频梳可通过腔内模式交 叉效应所引起,模式间的相互影响是多纵模光学微腔中的普遍现象。本节,我们 采用重复频率为 200 GHz 的微环谐振腔开展呼吸子频梳的实验研究。基于如图 3.6 所示的单泵浦技术方案, 对呼吸子频梳的形成、演化过程所对应的腔内能量 变化和射频域变化进行了实验研究。我们以中心波长为1553 nm,功率为2.8 W 的连续光注入微环谐振腔中,腔内光场演化所对应的光谱图,如图 3.16 所示。 其中 3.16(c)所示的光谱为呼吸子频梳光谱。泵浦光频率扫过谐振峰过程中,其腔 内能量传输演化如图 3.17 所示。腔内从主梳态进入孤子态之间,经历了一个能 量呈周期振荡的过程,该过程区域称为呼吸子频梳态。腔内光场处于呼吸子态时,

其能量振荡如 3.17(b)所示。



图 3.16 呼吸子频梳腔内光场演化图。(a) 泵浦光; (b) 主梳光谱图; (c) 呼吸子频梳光 谱图; (d) 孤子晶体频梳光谱图。

Figure 3.16 Optical evolution spectra of breather soliton state. (a) Pump laser. (b) Optical spectrum of primary comb. (c) Optical spectrum of breathing soliton comb. (d) Optical spectrum of soliton crystal comb.



图 3.17 腔内能量演化图。(a) 泵浦光扫过谐振峰的能量演化; (b) 呼吸子的能量演化。

Figure 3.17 Power evolution of the cavity. (a) Power transmission as the laser frequency is scanned across the resonance. (b) Power transmission at breather soliton state.





图 3.19 呼吸子频梳频域光谱和射频光谱的演化。

Figure 3.19 Optical and RF spectral evolution of breather soliton state.

在我们的实验过程中,进入呼吸子区域以后,以6pm的步长将泵浦波长向长 波长移动,增大失谐量,逐渐进入孤子态频梳。然后反向操作,通过将泵浦波长 向短波长移动,减小失谐,可回到呼吸子区域,若继续使波长蓝移,可回到主梳 态。由此实验可证明,呼吸子区域是介于主梳与孤子频梳的中间区域,且其发生 在腔内能量较高,失谐量较小处,与已报道的理论研究相匹配。呼吸子频梳的形 成,不仅仅需要通过区域内周期性能量振荡来判断,还需通过射频域的射频光谱 进一步验证。腔内光场进入呼吸区以后,周期性的振荡,使得其稳定频率梳齿边 缘会存在一些新的频率成分,因此在呼吸子频梳的射频光谱上会出现一些低频的 射频梳齿。图 3.18 展示了对应于 3.16(c)的呼吸子频梳的射频光谱。呼吸子频梳 存在很多种类,除了图 3.16 所示近主梳态对应的呼吸子频梳,还有图 3.19 所示 近多孤子态对应的呼吸子频梳。随着腔内泵浦光失谐量的改变,其呼吸状态也在 改变,进而可以观察到射频光谱的明显切换。

3.5 量子频梳

微腔克尔光学频率梳的量子模型已在第二章中被细致地介绍,本节从该理论 出发,开展了泵浦能量处于系统阈值之下,基于自发四波混频的量子光频梳实验 研究。在自发四波混频效应发生时,来自同一泵浦光的两个光子湮灭,产生一对 新的光子,即:信号光光子和闲频光光子,二者以相同频率间隔分布在泵浦光子 的两侧,过程中,保持能量守恒和动量守恒,即:2*ω_p = ω_s + ω_i*和*k_s + k_i - 2k_p + 2γ<i>p_p* = 0。 在具体的研究工作中,三阶非线性效应的效率不高,自发四波混频转换的几率不 大,泵浦光通过非线性介质后,能量损耗不大,其足以淹没新产生的单光子量级 频率成分。因此,在研究光子的量子特性时,必须采取超强滤波措施,滤除泵浦 光频率成分,将泵浦光子衰减至远低于信号和闲频光子,再采用单光子探测器对 信号光光子和闲频光光子进行计数探测与分析研究。

单光子探测是量子光频梳相关实验研究的关键步骤,而单通道计数率和符合 计数率是有效表征光子对之间量子关联特性的两个关键要素^[141-142]。以下将对单 光子探测器的量子理论、单通道计数率和符合计数率分别进行细致介绍与分析。

信号和闲频光子在被单光子探测器探测的过程中,探测器吸收一个光子的瞬间,发射一个光电子。考虑行波的电磁场算符^[141]:

$$E(\mathbf{r}, \mathbf{t}) = E^{(+)}(\mathbf{r}, \mathbf{t}) + E^{(-)}(\mathbf{r}, \mathbf{t})$$
(3.2)

其中,

$$\left[\mathbf{E}^{(+)}(r,t) \right]^{+} = \mathbf{E}^{(-)}(r,t) = i \sum_{k} \sqrt{\frac{\hbar \omega_{k}}{2\varepsilon_{0}}} u_{k} e^{-i\omega_{k}t} a_{k}^{+}$$
(3.3)

 $E^{(+)}(r,t)$ 和 $E^{(-)}(r,t)$ 分别代表电场的正频部分和负频部分,对应于电场的湮灭算符

和产生算符。在量子理论下的光场测量中,只有电场正频部分的算符 E⁽⁺⁾(*r*,*t*)在 光吸收过程中起作用。假设光探测器为理想型,从光场中吸收一个光子,则光场 从初态|*i*)跃迁到末态〈*f* |的跃迁几率为:

$$\mathbf{P}_{if} \propto |\langle f | \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t) | i \rangle|^2$$
(3.4)

在实际探测操作过程中,探测到的并非单一末态,而是总的计数率。通过对可能达到的末态求和即可获总计数率^[141],其表示为:

 $I(r,t) = \sum_{f} P_{if} = \sum_{f} \langle i | E^{(-)}(r,t) | f \rangle \langle f | E^{(+)}(r,t) | i \rangle = \langle i | E^{(-)}(r,t) E^{(+)}(r,t) | i \rangle \quad (3.5)$ is a single -b theorem is the second se

$$I(r,t) = \sum_{i} \mathbf{P}_{i} \langle i | \mathbf{E}^{(-)}(r,t) \mathbf{E}^{(+)}(r,t) | i \rangle = \mathbf{T}_{r} \Big[\rho \mathbf{E}^{(-)}(r,t) \mathbf{E}^{(+)}(r,t) \Big] \quad (3.6)$$

其中, P_i 是场在 i 态的几率, ρ 表示光场初始的密度算符。

在量子光频梳的研究中,自发四波混频过程产生的信号和闲频光子通过密集 波分复用器分开后,分别采用单光子探测器进行探测,信号光通道的计数率可表 示为:

$$\mathbf{P}_{s} = \int_{-T_{r}^{12}}^{T_{r}^{12}} dt \langle 0 | \mathbf{E}_{s}^{(-)}(t - t_{k}) \mathbf{E}_{s}^{(+)}(t - t_{k}) | 0 \rangle$$
(3.7)

式中,T,是单光子探测器的响应时间,通常为百皮秒或者纳秒量级,远大于皮秒 量级的脉冲持续时间,因此当探测器处于"开门"的状态与光脉冲到达时间重合 时,在时间域上做积分,则上式可化简为^[141]:

$$\mathbf{P}_{s} = \int d\omega_{s} d\omega_{i} |\mathbf{H}_{2s}(\omega_{i}, \omega_{s})|^{2}$$
(3.8)

假设滤波器的传输函数为高斯型,如下:

$$f_s(\omega_s) = \exp\left(-\frac{(\omega_s - \omega_{s0})^2 (1 + iC_s)}{2\sigma_s^2}\right)$$
(3.9)

式中, *C_s*为啁啾量。由于需要对*f_s(ω_s)*取模平方来计算单个光场计数率,因此 计算结果不受啁啾量*C_s*的影响。式(3.8)可进一步化为:

$$\mathbf{P}_{s} = \frac{\left|g\right|^{2} \sqrt{1 + C_{p}^{2}}}{2\sqrt{2}} \frac{\sigma_{s}}{\sigma_{p}}$$
(3.10)

式中, $g \propto \gamma P_p L$,其与泵浦光峰值功率,介质的非线性系数和有效长度有关。 56
令 $T_p = \sqrt{1+C_p^2} / \sigma_p$ 表示泵浦脉冲的脉冲宽度,上式可表示为:

$$\mathbf{P}_{s} = \mathbf{A} (\gamma \mathbf{P}_{p} L)^{2} \mathbf{T}_{p} \boldsymbol{\sigma}_{s}$$
(3.11)

其中,A是总的系数。从式(3.11)中可知,单个光场的计数率与介质非线性系数、介质长度、泵浦光功率的平方、脉冲宽度和信号光通道滤波带宽成正相关。以上是关于信号光的讨论,对于闲频光信号而言,也有类似的表达式:

$$\mathbf{P}_{i} = \int_{-T_{r}/2}^{T_{r}/2} dt \langle 0 | \mathbf{E}_{i}^{(-)}(t - t_{k}) \mathbf{E}_{i}^{(+)}(t - t_{k}) | 0 \rangle = \int d\omega_{s} d\omega_{i} | \mathbf{H}_{2i}(\omega_{i}, \omega_{s}) |^{2} \quad (3.12)$$

假设闲频光通道滤波器传输函数为:

$$f_i(\omega_i) = \exp\left[-\frac{(\omega_i - \omega_{i0})^2 (1 + iC_i)}{2\sigma_i^2}\right]$$
(3.13)

则闲频光通道计数率可表达为:

$$\mathbf{P}_{i} = \frac{\left|g\right|^{2} \sqrt{1 + C_{p}^{2}}}{2\sqrt{2}} \frac{\sigma_{i}}{\sigma_{p}} = \mathbf{A} \left(\gamma \mathbf{P}_{p} L\right)^{2} \mathbf{T}_{p} \sigma_{i}$$
(3.14)

在采用两个单光子探测器分别探测信号光子和闲频光子的基础上,可进行符 合运算,获得符合计数率,其可被表示为:

$$\mathbf{P}_{si}(t_k, t_l) = \int \frac{\mathbf{T}_r/2}{-\mathbf{T}_r/2} dt dt' \left\langle 0 \left| \mathbf{E}_s^{(-)}(t - t_k) \mathbf{E}_i^{(-)}(t' - t_l) \mathbf{E}_i^{(+)}(t' - t_l) \mathbf{E}_s^{(+)}(t - t_k) \right| 0 \right\rangle \quad (3.15)$$

上式可进一步化为两项之和:

$$P_{si}(t_{k},t_{l}) = \int_{-T_{r}/2}^{T_{r}/2} dt dt' \langle E_{s}^{(-)}(t-t_{k})E_{s}^{(+)}(t-t_{k})\rangle \langle E_{i}^{(-)}(t'-t_{l})E_{i}^{(+)}(t'-t_{l})\rangle \\ + \int_{-T_{r}/2}^{T_{r}/2} dt dt' |\langle E_{i}^{(+)}(t'-t_{l})E_{s}^{(+)}(t-t_{k})\rangle|^{2}$$
(3.16)

式中,第一项和第二项分别是随机符合计数和真符合计数率。

对于同一泵浦脉冲产生的信号和闲频光子,符合计数率表示为P_{si},积分区 间可认为是(-∞,∞),得:

$$\mathbf{P}_{si} = \mathbf{P}_{s}\mathbf{P}_{i} + \int d\omega_{s}d\omega_{i} |\mathbf{H}_{1}(\omega_{s},\omega_{i})|^{2} = \mathbf{P}_{s}\mathbf{P}_{i} + \mathbf{P}_{true}$$
(3.17)

对 ω_s 和 ω_i 进行积分,可计算得到:

$$\mathbf{P}_{true} = \frac{\left|\mathbf{g}\right|^2 \sqrt{1 + C_p^2}}{2\sqrt{2}} \frac{\sigma_s \sigma_i}{\sigma_p \sqrt{2\sigma_p^2 + \sigma_s^2 + \sigma_i^2}} = \mathbf{A} \left(\gamma \mathbf{P}_p L\right)^2 \mathbf{T}_p \frac{\sigma_s \sigma_i}{\sqrt{\sigma_s^2 + \sigma_i^2 + 2\sigma_p^2}} \quad (3.18)$$

式(3.17)的数学关系式表明:源于同一泵浦脉冲的信号与闲频光子的符合计数率本质上是由随机符合计数率与真符合计数率求和而获得。真符合计数率与信号、闲频光的单通道计数率成正比,比例系数分别是 $\xi_i = \sigma_i / \sqrt{\sigma_s^2 + \sigma_i^2 + 2\sigma_p^2}$ 和 $\xi_s = \sigma_s / \sqrt{\sigma_s^2 + \sigma_i^2 + 2\sigma_p^2}$ [141]。真符合计数率的存在证明了光子对之间的量子关联特性。

图 3.20 展示了量子光频梳实验的装置方案, 泵浦光经过光纤放大器进行功率放大后,采用带通滤波器滤掉泵浦光边带噪声,再通过尾纤型偏振控制器将泵 浦光偏振控制在合适位置,注入微环谐振腔。微环谐振腔输出的光信号包含了泵 浦光和自发四混频效应产生的信号光子与闲频光子,采用一个带阻滤波器滤掉泵 浦光成分后,接入密集波分复用器,分别选频出信号光子和闲频光子,接入单光 子探测器,进行计数分析。此实验工作中,微环谐振腔的自由光谱范围(重复频率)为 50 GHz,泵浦光波长为 1560.61 nm,信号光子波长为 1559.79 nm,闲频光子 波长为 1561.43 nm。我们探索了不同功率下的符合计数情况,图 3.21(a-c)分别展 示了耦合功率为 20、40 和 60 mW 的符合计数情况,在 0 值附近出现了计数尖峰, 证明了产生光子对的量子关联性。图 3.21(d)呈现了不同功率下,符合计数比率



图 3. 20 量子频梳实验原理图。EDFA:掺铒光纤放大器; FPC:光纤偏振控制器; TEC: 温度控制器; DWDM: 密集波分复用器; SNSPD: 单光子探测器。

Figure 3.20 Experimental schematic of quantum frequency comb. EDFA: Erbium-doped fiber amplifier. FPC: Fiber polarization controller. TEC: Thermoelectric cooler. DWDM: Dense wavelength division multiplexing. SNSPD: Superconducting nanowire single-photon detector.



图 3.21 不同泵浦功率下的符合计数情况。(a-c)分别为注入泵浦功率为 20、40 和 60 mW 下符合计数情况;(d)在 20、40 和 60 mW 泵浦下的符合计数率。

Figure 3.21 Coincidence counts under different pump powers. (a-c) Coincidence counts under 20, 40, 60 mW, respectively. (d) Coincidence to accidental ratio under 20, 40, 60 mW, respectively.

的对比情况,由实验测试结果可知,随着泵浦功率的上升,符合计数比率在下降 (效果在变差)。这也就意味着,在量子光频梳领域的研究中,泵浦能量越低越 好。因此,高Q值的谐振腔波导是获取高质量量子光频梳的关键。

3.6 小结

本章节系统地介绍了微环谐振腔性能相关的重要指标及典型的参数设计,基 于高折射率掺杂玻璃微环谐振腔,开展了微腔克尔光学频率梳产生的理论和实验 研究:一、基于单泵浦的技术方案,实现了孤子晶体频梳的产生;引入具有热平 衡功能的辅助光,实现了单孤子频梳的产生。二、在理论上,对理想孤子晶体频 梳进行了数值模拟分析,在实验上对孤子晶体频梳的光谱多样性进行了验证。三、 采用 FSR 为 200 GHz 的微环谐振腔,开展了呼吸子频梳的实验研究,分别在近 主梳态、近多孤子态附近,实现了呼吸子频梳的产生,并对其射频域进行了观测 与分析;对呼吸子频梳的腔内能量演化进行了采样,证实了其腔内能量呈周期性 振荡的物理规律。四、基于腔内自发四波混频效应,开展了量子光频梳的实验研 究;在不同泵浦能量下,探索了系统的光子符合计数,验证了产生光子对的量子 关联特性;通过对比不同泵浦功率下的符合计数率,证实了泵浦能量越低,越容 易获得更高符合计数率,因此高Q值的微腔可有效促进高质量的量子频梳的产 生。本章系统地研究了微腔光频梳的产生过程,实现了各种形态的孤子光频梳和 量子光频梳,为微腔光频梳的应用研究奠定了基础。

第四章 微腔克尔光频梳的时域测量

孤子是存在于众多物理系统的孤子波,在传播过程中形状、幅度和速度都维持不变,如同具备了粒子特性。时域光孤子是指光脉冲在传输介质的反常色散区域,实现了非线性折射率变化与群色散效应的相对平衡,使得光脉冲在传播过程 中保持了形状和幅度的不变。

近年来发现的微腔孤子光频梳为孤子物理的研究提供了新的途径,并为时间 标准、光谱测量和频率计量系统的小型化和集成化提供新的解决方案,微腔孤子 频梳表现出极大的应用价值。微腔克尔光频梳的腔内光场演化是一个复杂的实时 动态过程,伴随孤子的产生、碰撞、湮灭以及孤子位置的动态移动,因此微腔孤 子形成过程的实时观测对深入理解微腔孤子的形成机理及其动力学过程具有重 大意义。对光场在光学微腔内的实时演化过程(皮秒量级的演化周期)进行观测 和表征,需要超高的时间分辨率和足够的记录时间长度以捕捉腔内光场的演化轨 迹。本章采用两种技术手段对微腔克尔光学频率梳进行测量与分析,一是采用双 光梳异步采样的技术方案,通过一个稳定的单孤子态光频梳,对待测光频梳进行 采样,进而判断各种孤子态光谱所对应的时域情况;二是采用基于时间透镜技术 的时域成像系统,对光学频率梳进行时域展宽,降低对探测、测量设备的带宽需 求,利用现有的光电探测器、示波器观察并记录光学频率梳的时域演化情况。

4.1 基于异步采样技术的孤子频梳测量

到目前为止,已经在光学微腔中实现了多种形态的孤子光频梳,包括孤子晶体、呼吸子、孤子分子、多孤子和单孤子等。孤子频梳的时域观测受光电探测器的带宽限制,通过常规方法和仪器直接对腔内孤子演化动力学过程进行实时观测和描述是极具挑战的,面对这一难题,加州理工学院的研究人员率先提出了通过双光梳异步采样的技术方案,对孤子光频梳进行采样和成像^[143],其原理方案如图4.1所示。该方法提供了亚皮秒级的时间分辨率,实现了对腔内光场演化的复杂瞬态过程的捕捉和表征,同时突破传统光电探测器带宽的限制,可对高重频光频梳的时域进行测量和分析。该技术被认为是理解腔内孤子物理机理和开发孤子应用的有效可视化工具。在此方案中,待测微腔孤子光频梳与一个基于电光调制

器的光电梳进行拍频,通过探测外差信号表征和描述腔内孤子演化。光电梳的重 复频率可通过调制器的驱动信号进行调节,可实现对拍频信号周期的灵活调整。 因此,双光梳异步采样技术被认为是一种有效的微腔光频梳测量方法。



图4.1 已报道的光频梳采样方案原理图^[143]。

Figure 4.1 Reported schematic diagram of optical frequency comb sampling^[143].

然而,光电梳的引入一方面增加了整个光学系统的复杂度和成本;另一方面, 该方案仅适用于较低重复频率的微腔光频梳的观测,该方案要求光电梳和微腔光 梳的重复频率差在一定的范围,若微腔光频梳的重复频率为数百GHz甚至THz量 级,光电梳很难与之匹配,该方案将自动失效。

本文开展的微腔光频梳测量实验中,我们基于双光梳异步采样的技术方案, 利用一个稳定的微腔孤子光频梳作为采样光源,扩展了该方案适用性。该方案的 实验装置如图4.2所示。本实验中的两个微腔采用相同的制备工艺,FSR具有一定 的差别。实验中,首先利用辅助光热平衡技术方案,在一个微腔中确定性地产生 单孤子频梳,其光谱如图4.3所示,该频梳作为异步采样测量方案中的采样源, 在另一个微腔中产生待测的孤子态光频梳信号。将采样单孤子频梳与待测孤子频 梳通过光合束器后接入光电探测器,完成光学采样及光电转换,最后利用高速示 波器对采样信号进行观测。实验中,分别对单孤子、双孤子、三孤子和四孤子光 频梳进行了采样,其光谱与采样结果如图4.4和4.5所示。我们实验中的采样频梳 与待测频梳重频差约为0.45 MHz,所以采样获取的外差信号周期为2.2微秒左右, 极大地降低了对光电探测器和实时示波器的带宽需求。采样结果直观地表征和描 述了待测孤子光频梳的时域脉冲分布。采用此方案,可以实现对所有孤子态光频 梳的采样研究,加深对光谱以及所对应的时域孤子的认识。同时,可积累大数量 的采样数据,形成分析和对比样本,为开发程序控制微腔光频梳系统建立判别数 据库。



图4.2 微腔孤子光频梳采样方案原理图。ECDL:外腔半导体激光器;EDFA:掺铒光纤放大器;FPC:尾纤型偏振控制器;TEC:温度控制器;PD:光电探测器。

Figure 4.2 Schematic diagram of optical frequency comb sampling. ECDL: External cavity diode laser. EDFA: Erbium doped fiber amplifier. FPC: Fiber polarization controller. TEC: Thermoelectric cooler. PD: Photodetector.



图4.3 单孤子态光频梳光谱图。

Figure 4.3 Optical spectra of soliton.

对于腔内孤子的产生、碰撞和湮灭等实时演化过程的表征,需要更高的时间 分辨率和更加直接的测量,而基于时间透镜技术的时域成像系统可很好地满足该 需求。下一小节将具体介绍基于时间透镜技术对微腔光频梳的测量与分析。



图4.4 单孤子态和双孤子态的采样测量。(a) 单孤子态光谱图;(b) 双孤子态光谱图; (c) 单孤子态采样结果;(d) 双孤子态采样结果。

Figure 4.4 Sampling measurment of soliton and two-soliton state. (a) Optical spectra of soliton. (b) Optical spectra of two-soliton state. (c) Sampling result of soliton. (d) Sampling result of two-soliton state.



图4.5 三孤子态和四孤子态的采样测量。(a) 三孤子态光谱图;(b) 四孤子态光谱图; (c) 三孤子态采样结果;(d) 四孤子态采样结果。

Figure 4.5 Sampling measurment of three-soliton and four-soliton state. (a) Optical spectra of three-soliton state. (b) Optical spectra of four-soliton state. (c) Sampling result of three-soliton state. (d) Sampling result of four-soliton state.

4.2 基于时间透镜的克尔光频梳测量

时间透镜的本质可以理解为在时间和频率之间的傅里叶变换,可将待测信号 在时域和频域之间进行转换,同时可在时域内将原始信号进行展宽或者压缩。因 此时间透镜是超快光信号测量和处理的有效工具^[144-146],为研究微腔克尔光频梳 腔内孤子实时演化过程研究提供了新的工具。本节对时间透镜技术原理进行了详 细的阐述:从时间透镜概念、二阶相位调制特点、时域成像方法三个方面分别进 行了介绍。基于时间透镜的时域成像系统,开展了微腔克尔光频梳腔内孤子演化 过程的测量工作。通过对光频梳信号的时域展宽,直观获取了各频域光谱所对应 的时域脉冲分布;通过对腔内孤子信号进行周期性采样记录,实现了对孤子产生、 碰撞、湮灭和孤子位置实时移动等瞬态状态的观测,描述了微腔光频梳的动力学 过程。本小节的部分实验工作与华中科技大学陈燎、赵延菁博士等合作完成。

4.2.1 时间透镜的原理

时间透镜的概念起源于时空对应原理。首先对空间成像系统进行阐述, 傍轴 光束在夫琅禾费近似条件下, 可将远场衍射图通过透镜成像在透镜像方焦平面 上。傍轴光束传输方程表示为:

$$\mathbf{E}_{z} = -\frac{i}{2k} \left(\mathbf{E}_{xx} + \mathbf{E}_{yy} \right) \tag{4.1}$$

窄带光脉冲在色散介质中的传输方程经过变量替代处理后,可表示为:

$$A_{\xi} = \frac{i}{2} \frac{d^2 \beta}{d \sigma^2} A_{\tau\tau}$$
(4.2)

式 (4.1) 中, E_z 是傍轴光束光场对 z 轴的一阶偏导, k 为波数, 而式 (4.2) 中, $A_{\xi} \ge A(\xi, \tau)$ 对色散长度的导数; 式 (4.1) 中 E_{xx} 和 E_{yy} 分别为光场对 x 轴和 y 轴的二阶偏导, 而式 (4.2) 中, $A_{\tau\tau} \ge A(\xi, \tau)$ 对时间的二阶偏导。两类传输方 程具有等效之处, 可对二者进行细致的对比阐述。从麦克斯韦方程出发:

$$\nabla^2 \overline{\mathbf{E}} = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \overline{\mathbf{E}}}{\partial t^2} \tag{4.3}$$

若傍轴光束的光场是位置的函数,那么

$$\mathbf{X}(x, y, z, \omega) = \overline{\mathbf{E}}_0(x, y, z) \,\delta(\omega - \omega_0) \tag{4.4}$$

65

则(4.3)式化简为:

$$\left(\nabla^2 + k^2\right)\overline{\mathbf{E}}_0 = 0 \tag{4.5}$$

其中, $k = \mu \varepsilon \omega_0^2 = (2\pi/\lambda)^2$, λ 是波长。 \overline{E}_0 为沿 Z 轴的波, 可表示为:

$$\overline{\mathrm{E}}_{0}(x, y, z) = \mathrm{E}(x, y, z) e^{ikz}$$
(4.6)

将Eo表达式代入式(4.5)式,

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} - 2ik\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z} = 0$$
(4.7)

因为在此方程中, $\frac{\partial^2 E}{\partial z^2}$ 远远小于其他项, 所以方程可近似为:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial y^2} - 2ik\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z} = 0$$
(4.8)

即可得傍轴光束传播方程为:

$$\mathbf{E}_{z} = -\frac{i}{2k} \left(\mathbf{E}_{xx} + \mathbf{E}_{yy} \right) \tag{4.9}$$

从频率域的角度,假设 $\varepsilon_f(k_x,k_y,z)$ 为E(x,y,z)的傅立叶变换,傍轴光传输过程中则满足:

$$\varepsilon_f(k_x, k_y, z) = \varepsilon_f(k_x, k_y, 0) \exp\left(\frac{iz(k_x^2 + k_y^2)}{2k}\right)$$
(4.10)

其中 $\varepsilon_f(k_x,k_y,0)$ 是 $\varepsilon_f(k_x,k_y,z)$ 在零点时的初值, k_x 和 k_y 是频域内的变量。

对于窄带光脉冲在色散介质中的传播情况,窄带脉冲沿着 Z 轴方向的传输电场包络可由 A(z,t)表示,其色散系数为 $\beta(\omega)$,频谱表示为 $\Lambda(z,\omega)$ 。

 $egin{array}{lll} & eta \Lambda(z,\omega)$ 的带宽很小时, $eta(\omega)$ 可以用泰勒级数展开,则

$$\frac{\partial \Lambda(z,\omega-\omega_0)}{\partial z} = -i \left[(\omega-\omega_0) \frac{d\beta}{d\omega} + \frac{(\omega-\omega_0)^2}{2} \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \right] \Lambda(z,\omega-\omega_0)$$
(4.11)

通过傅立叶变换,上式可变换为:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_g}\frac{\partial}{\partial t}\right) \mathbf{A}(z,t) = \frac{i}{2}\frac{d^2\beta}{d\omega^2}\frac{\partial^2 \mathbf{A}(z,t)}{\partial t^2}$$
(4.12)

式中
$$V_z = \frac{d\omega}{d\beta}$$
。令 $\tau = (t - t_0) - \left(\frac{z - z_0}{V_g}\right)$, $\xi = z - z_0$ 其中 t_0 , z_0 均为参考零点。

则上式可进一步化为:

$$A_{\xi} = \frac{i}{2} \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} A_{\tau\tau} \tag{4.13}$$

A(z,t)的频谱记为 $\Lambda(\xi,\omega)$,则

$$\Lambda(\xi,\omega) = \Lambda(0,\Omega) \exp\left(\frac{-i\xi}{2} \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \omega^2\right)$$
(4.14)

从式 (4.10) 和 (4.14) 对比可知, 光信号在传输过程中, 不论是在空间域 或者时间域, 都引入了二阶相位 k_x、k_y和ω。前者是因为传输过程中发生了衍射 而引入了相位, 后者则是因为传输过程中的色散导致脉被冲压缩或展宽而引入相 位。z和ξ为对应传输距离; k是波矢, d²β/dω²是群速度色散参量。因此, 在时 域成像系统里, 色散等效于衍射在空间域中的作用。

对于一个折射率为n,两个球面的曲率半径分别为R₁和R₂的空间透镜而言, 其焦距 f 可表达为:

$$f = \frac{1}{\left(n-1\right)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)}$$
(4.15)

该空间透镜的相位函数可表示为:

$$\phi(x,y) = \frac{k(x^2 + y^2)}{2f}$$
(4.16)

空间位置x和y决定了透镜的相位。其成像条件和放大倍数分别为:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{d_i} = \frac{1}{f}$$
(4.17)

$$\mathbf{M} = -\frac{d_i}{d_0} \tag{4.18}$$

同理,对于时间域,根据时间变量 τ 出发,定义时间透镜,其焦点时间 f_{τ} 为:

$$f_{\tau} = \frac{\omega_0}{\Gamma_0 \omega_m} \tag{4.19}$$

其相位函数为:

$$\phi(\tau) = \frac{\omega_0 \tau^2}{2f_\tau} \tag{4.20}$$

其成像条件和放大倍数可分别表示为:

$$\frac{1}{l_{1}\frac{d^{2}\beta_{1}}{d\omega^{2}}} + \frac{1}{l_{2}\frac{d^{2}\beta_{2}}{d\omega^{2}}} = -\frac{\omega_{0}}{f_{\tau}}$$
(4.21)
$$M = -\frac{l_{2}\frac{d^{2}\beta_{2}}{d\omega^{2}}}{l_{1}\frac{d^{2}\beta_{1}}{d\omega^{2}}}$$
(4.22)

通过以上对空间域透镜和时间透镜的类比分析,可认为:二阶相位调制相当 于时间透镜。在时域上,时间透镜可实现二阶相位调制的功能,其作用等同于透 镜在空间域中作用。

时域成像系统是时间透镜技术最直接的应用,其原理,如图 4.6 所示。



图4.6 时域成像原理图。

Figure 4.6 Schematic diagram of temporal imaging.

图中, $\xi_1 和 \xi_2$ 分别代表输入段和输出段介质的长度; $\beta_1 和 \beta_2$ 分别代表输入段和输出段介质的色散系数; $A(\tau) 和 A(\tau/M)$ 分别代表待处理的输入信号和处理后的输出信号; τ 代表时间,M是时间透镜的放大(或缩小)因子。当|M|大于1时,脉冲被展宽;|M|小于1时脉冲被压缩;M=1时,脉冲不变;M=-1时,脉冲反向。

当色散参量被确定,时域成像系统的功能便被确定(如光脉冲信号会在此系统的传输过程中被压缩或者展宽等)。此处将分别给出色散参量带给输入段、时间透镜和输出段所对应的时域和频域变量。

输入段色散所对应的时域和频域变量如下:

$$G_{1}(\xi_{1},\tau) = \frac{1}{\sqrt{4\pi i a}} \exp\left(i\frac{\tau^{2}}{4a}\right)$$
(4.23)

$$g_1(\xi_1,\omega) = \exp(-ia\omega^2) \tag{4.24}$$

其中 $a = \frac{\xi_1}{2} \frac{d^2 \beta_1}{d\omega^2}$ 。

时间透镜所对应的时域和频域变量如下:

$$H(\tau) = \exp\left(i\frac{\tau^2}{4c}\right) \tag{4.25}$$

$$h(\omega) = \sqrt{4\pi i c} \exp(-ic\omega^2)$$
(4.26)

其中 $c = \frac{f_{\tau}}{2\omega_0}$ 。

输出段色散所对应的时域和频域变量如下:

$$G_2(\xi_2, \tau) = \frac{1}{\sqrt{4\pi i b}} \exp\left(i\frac{\tau^2}{4b}\right)$$
(4.27)

$$g_2(\xi_2,\omega) = \exp(-ib\omega^2) \tag{4.28}$$

其中 $b = \frac{\xi_2}{2} \frac{d^2 \beta_2}{d\omega^2}$ 。

通过此系统处理光信号时,通常认为电场幅度是线性变化的,即输入谱乘以 二阶相移傅立叶变量。输入光信号可表示为 $A(\xi, \tau)$,其频谱表达式为 $\Lambda(\xi, \omega)$, 经过一段介质后,其输出信号表达式为:

$$\mathbf{A}(\boldsymbol{\xi},\tau) = F^{-1}\{\mathbf{A}(\mathbf{0},\boldsymbol{\omega})\boldsymbol{\xi}_{1}(\boldsymbol{\xi}_{1},\boldsymbol{\omega})\}$$
(4.29)

F⁻¹是傅立叶反变换的表示符号,*ξ*是介质的色散函数。光信号经过时间透镜处 理后的包络函数表示为:

69

$$A(\xi_1 + \varepsilon, \tau) = F^{-1}\{\Lambda(0, \omega)\xi_1(\xi_1, \omega)\}H(\tau)$$
(4.30)

式中,时间透镜的传递函数通过H(r)表示。经过输出段色散补偿后的光信号包 络函数表示为:

$$A(\xi_{2},\tau) = \frac{1}{2\pi} F^{-1} \{ [(\Lambda(0,\omega)\xi_{1}(\xi_{1},\omega)) * T(\omega)]\xi_{2}(\xi_{2},\omega) \}$$
(4.31)

式中, $1/2\pi$ 是卷积理论因子, $T(\omega)$ 代表时间透镜传递函数的傅立叶变换函数。

接下来通过卷积积分推导,明晰各函数表达式的物理意义。

$$\Lambda(0,\omega)\xi_1(\xi_1,\omega)*T(\omega) = \int_{\infty}^{\infty} \Lambda(0,\omega')\xi_1(\xi_1,\omega')T(\omega-\omega')d\omega'$$
(4.32)

将此式代入(4.31),可得:

$$A(\xi_2,\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{\infty}^{\infty} e^{i\omega\tau} \xi_2(\xi_2,\omega) d\omega \bullet \frac{1}{2\pi} \int_{\infty}^{\infty} \Lambda(0,\omega') \xi_1(\xi_1,\omega') T(\omega-\omega') d\omega' \quad (4.33)$$

对(4.33)式采取交换积分的顺序,可得:

$$A(\xi_2,\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Lambda(0,\omega') \xi_1(\xi_1,\omega') d\omega' \bullet \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega\tau} \xi_2(\xi_2,\omega) T(\omega-\omega') d\omega \qquad (4.34)$$

同时对 $T(\omega - \omega')$ 进行计算,

$$T(\omega - \omega') = \sqrt{4\pi i c} \exp\left[-i c (\omega - \omega')^2\right]$$
(4.35)

式(4.34)的第二个积分项可变换为:

$$\frac{1}{2\pi}\int_{\infty}^{\infty} \exp(-ib\omega^{2}) \left\{ \sqrt{4\pi ic} \exp\left[-ic(\omega-\omega')^{2}\right] \right\} \exp(i\omega\tau) d\omega$$

$$= \sqrt{\frac{ic}{\pi}}\int_{\infty}^{\infty} \exp(-ib\omega^{2}) \exp\left[-ic(\omega-\omega')^{2}\right] \exp(i\omega\tau) d\omega$$

$$= \sqrt{\frac{ic}{\pi}}\int_{\infty}^{\infty} \exp(-ic\omega'^{2}) \cdot \int_{\infty}^{\infty} \exp\left[-i\omega^{2}(b+c)\right] \exp\left[i\omega(\tau+2c\omega')\right] d\omega$$

$$= \sqrt{\frac{c}{b+c}} \exp(-ic\omega'^{2}) \exp\left[\frac{i(\tau+2c\omega')^{2}}{4(b+c)}\right] \qquad (4.36)$$

把(4.36)带入式(4.34),并将其余的积分项写出来,可得:

$$A(\xi_{2},\tau) = \sqrt{\frac{c}{b+c}} \exp\left[\frac{i\tau^{2}}{4(b+c)}\right] \frac{1}{2\pi} \int_{\infty}^{\infty} \Lambda(0,\omega')$$

$$\bullet \exp\left[-i\left(a+c-\frac{c^{2}}{b+c}\right)\omega'^{2}\right]$$

$$\bullet \exp\left[i\omega'\left(\frac{c}{b+c}\right)\tau\right] d\omega' \qquad (4.37)$$

由式(4.37)可知,输出信号的波形是通过输入信号波形频谱乘以二阶相位获得的,因此二者具有直接相关性。进一步将 $a+c=c^2/(b+c)$ 、1/a+1/b=-1/c及a、b、c结合起来,可得:

$$\frac{b+c}{c} = -\frac{b}{a} = -\frac{\xi_2 \frac{d^2 \beta_2}{d\omega^2}}{\xi_1 \frac{d^2 \beta_1}{d\omega^2}} = \mathbf{M}$$
(4.38)

因此,式(4.37)可简化得:

$$A(\xi_{2},\tau) = \frac{1}{2\pi\sqrt{M}} \exp\left[\frac{i\omega_{0}\tau^{2}}{2Mf_{T}}\right] \bullet \int_{\infty}^{\infty} \Lambda(0,\omega) \exp\left[i\omega\frac{\tau}{M}\right] d\omega$$
$$= \frac{1}{\sqrt{M}} \exp\left[\frac{i\omega_{0}\tau^{2}}{2Mf_{T}}\right] A\left(0,\frac{\tau}{M}\right)$$
(4.39)

由以上推导分析,可得结论:基于时域成像系统对光信号进行时域处理时, 实质上是增加了二阶相位调制,提供了一个幅度改变因子,波形整体并未改变。

4.2.2 基于时间透镜的克尔光频梳测量

上一小节,对时间透镜和时域成像系统的原理进行了介绍,在光信号的处理 过程中,二阶相位调制是时域成像系统的核心。而提供二阶相位调制的方法种类 较多,其中较为典型的是采用电光调制器、非线性晶体中的和频、差频、交叉相 位调制和四波混频效应等。采用电光相位调制器被视为最直接和简单的方法,通 过调节调制器的驱动电压实现二阶相位调制,但此类时域成像系统的性能受到调 制器本身性能的限制^[147]。和频和差频效应仅存在于具有二阶非线性的材料中^[148], 交叉相位调制需要高泵浦能量^[149]。相比之下,基于三阶非线性效应的四波混频 具有普适性^[150-151],因此,基于四波混频效应的二阶相位调制方案成为近年来发 展时域成像系统的主流方法,其原理如图 4.7 所示。



图 4.7 基于四波混频效应的时域成像系统原理图^[148]。DM:色散模块;FWM:四波混频;DCM:色散补偿模块。

Figure 4.7 Schematic diagram of temporal imaging^[148]**.** DM: Dispersion module. FWM: Four wave mixing. DCM: Dispersion compensation module.

基于四波混频效应的二阶相位调制方案,我们对多脉冲信号时域放大进行了 数值仿真模拟,将一个包含 5 个 100 飞秒脉冲且脉冲间距为 1 皮秒的信号分别放 大 50 和 100 倍,此外,将一个包含 4 个 100 飞秒脉冲且间隔不相等的信号分别 放大 50 和 100 倍。仿真结果如图 4.8 所示。从仿真结果可知,时间透镜可以有 效地完成信号的展宽,且脉冲之间的间隔同时伴随放大因子的成比展宽,整体波 形维持不变。与空间光成像系统类似,时域成像系统为光信号在时域上提供了一 个"镜像"。

对于微腔光学频率梳的时域而言,孤子频梳就是一个多脉冲信号,在一个微腔周期内,三孤子态就是一个三脉冲信号,双孤子态就是一个双脉冲信号,单孤子态就是单脉冲信号。由此,可以认为微腔光频梳的时域就是一个单脉冲或者多脉冲的光脉冲序列。根据时域成像系统基础理论和对多脉冲时域放大的数值仿真模拟结果,时间透镜可作为微腔光学频率梳的有效测量和分析工具。本文根据时间透镜技术原理,采用基于四波混频效应的时域成像系统,开展了微腔光学频率梳测量与分析工作,研究了微腔光频梳演化的动力学过程,具体实验方案原理如图 4.9 所示。

在时域成像系统中,输入段色散参量为 Φ_1 ,焦点色散参量为 Φ_f 和输出段色

72

散参量为 Φ_2 ,满足时域成像条件 $\frac{1}{\Phi_1} + \frac{1}{\Phi_2} = \frac{1}{\Phi_f}$,输出信号是输入信号的等比展宽 或缩小,其放大或者缩小因子为 $M = \Phi_2 / \Phi_1$ 。在本文的实验研究工作中,待测光 信号是基于微环谐振腔的孤子态光频梳。脉冲放大因子被设置为 18 倍,同时利 用一个三阶色散补偿模块消除三阶色散引入的像差,获取更加接近真实的脉冲包 络形状。通过此系统,我们对单孤子、双孤子和三孤子态光频梳的时域脉冲进行 了测量工作,测量结果分别如图 4.10, 4.11 和 4.12 所示。



图 4.8 多脉冲信号时域放大仿真结果图。(a) 间距相等的 5 脉冲信号;(b) 间距相等的 5 脉冲信号放大 50 倍的结果图;(c) 间距相等的 5 脉冲信号放大 100 倍的结果图;(d) 间距不相等的 4 脉冲信号;(f) 间距不相等的 4 脉冲信号;(f) 间距不相等的 4 脉冲信号;

Figure 4.8 Simulation results of multi-pulse magnification. (a) A signal of 5 pulses with the same spacing. (b) 50 magnification of the signal of 5 pulses with the same spacing. (c) 100 magnification of the signal of 5 pulses with the same spacing. (d) A signal of 4 pulses with different spacing. (e) The 50 magnification of the signal of 4 pulses with different spacing. (f) The 100 magnification of the signal of 4 pulses with different spacing.



图 4.9 基于时域成像系统对光频梳测量的实验原理图。Comb:光学频率梳;WS:波形整形器;EDFA:光纤放大器;DM:色散模块;FPC:光纤偏振控制器;FWM:四波 混频;LD:激光二极管;BPF:带通滤波器;DCM:色散补偿模块;TDEM:三阶色散 消除模块;PD:光电探测器;Oscilloscope:示波器。

Figure 4.9 Schematic diagram of optical frequency measurement based on temporal imaging. WS: Wave shaper. EDFA: Erbium doped fiber amplifier. DM: Dispersion module. FPC: Fiber polarization controller. FWM: Four wave mixing. LD: Laser diode. BPF: Bandpass filter. DCM: Dispersion compensation module. TDEM: Third-order dispersion eliminating module. PD: Photodetector.



图 4.10 单孤子态的光谱图和时域图。(a)光谱图;(b)时域图。

Figure 4.10 Optical spectra and time domain of single soliton state. (a) Optical spectra.(b) Signal in time domain.



图 4.11 双孤子态的光谱图和时域图。(a)光谱图;(b)时域图。



(b) Signal in time domain.



图 4.12 三孤子态的光谱图和时域图。(a)光谱图;(b)时域图。



(b) Signal in time domain.

基于时域成像系统的微腔孤子光频梳的测量,对孤子脉冲的脉宽和脉冲间隔 进行线性展宽,实现了信号重复频率的降低和脉冲宽度的增大,进而可通过普通 商用的光电探测器和示波器对信号进行直接测量。相对于双光梳采样方法,时域 成像系统提供实时的测量手段,可用以捕捉腔内孤子的产生、碰撞、湮灭和合并 等瞬态过程,因此该方案可有效地探索微腔光频梳腔内光场演化过程。在我们的 实验工作中,产生待测微腔孤子光频梳信号的微腔 FSR 约为 49GHz,光在微腔 内传输一周的时间约为 20.4ps。以 20.4ps 为时间周期,将 80 个周期的数据进行 按序相继叠加绘图,描绘了腔内孤子的实时演化轨迹。图 4.13 依次展示了混沌 态、五孤子、四孤子、三孤子、双孤子和单孤子的腔内光信号的实时演化图。光 频梳处于混沌态时,我们可看到腔内脉冲呈无规律分布。当光频梳进入稳定的孤 子态后,我们可以看到腔内孤子呈现规律地传输,在一定时间窗口内保持孤子数 目,同时,各孤子在腔内发生位移时,几乎是同步的,使得各孤子之间的相对位 置大体不变。



图 4.13 腔内孤子实时位移图。

Figure 4.13 Real-time displacement diagram of soliton in micro-ring resonator.

由第三章图 3.14 所示的孤子台阶图可知,当光频梳从多孤子逐渐演化到单 孤子的过程中,腔内能量呈台阶式下降,表明腔内孤子数目的减少,即发生了孤 子的湮灭或合并。相反的,当腔内孤子数目增多时,腔内的能量将呈台阶式上升。 以下将采用时域成像系统对微腔孤子的产生、湮灭的动态过程进行测量。

图 4.14 展示了孤子频梳在 80 个周期内的演化过程,图 4.14(a)显示两个孤子 合并成一个孤子,对应着双孤子频梳通过孤子湮灭演化成单孤子频梳;而图 4.14(b)展示了一个三孤子频梳,通过一孤子湮灭,另两个孤子合并,演化为一个 76



图 4.14 通过孤子的湮灭产生单孤子。

Figure 4.14 Soliton generation by soliton annihilation.

此外,在微腔孤子光频梳也可以实现反向演化,即对应着孤子数目的增多, 图 4.15(a)展示了孤子频梳从单孤子到双孤子的反向演化过程。在图 4.15(b)展示 的 80 周期测量结果中,在前 20 周期内,腔内双孤子态通过孤子衰变和湮灭,演 化成单孤子态,在保持 10 个周期相对稳定的单孤子态后,腔内孤子演化为三孤 子态。



图 4.15 腔内孤子的反向演化。

Figure 4.15 Soliton reverse evolution in cavity.

图 4.14 和 4.15 所示的实验结果,直观地描述了腔内孤子实时演化的动力学 过程,包括了孤子碰撞、湮灭和产生等瞬态行为。也从实验上证明了腔内光场的 演化是一个非常复杂的动态过程,与泵浦功率、失谐、腔内温度密切相关,通过 各种技术手段,实现腔内色散和非线性,损耗和增益的平衡,使泵浦光稳定在谐 振峰的红失谐处,是获取稳定微腔光频梳的关键。

77

4.3 小结

本章分别采用了双光梳异步采样技术和时间透镜技术对微腔克尔光学频率 梳进行了测量与分析:一、以自主设计的微环谐振腔产生的稳定单孤子态频梳作 为参考源,对待测微腔孤子频梳进行异步采样,成功获取各类孤子频梳的时域脉 冲分布,突破了常规光电设备测量带宽的限制,可实现高重频频梳的测量;二、 通过数值模拟分析,论证了时间透镜技术用于微腔克尔光频梳测量分析的可行 性;基于时间透镜的时域成像系统对克尔光频梳的演化过程进行了实时测量,观 测了微腔光频梳不同状态下的时域信息,实现了腔内孤子演化过程的实验测量; 实验观测了孤子碰撞、湮灭和分裂的动态过程,加深了对孤子相互作用的认识, 为本领域科研人员对微腔光频梳内在物理机理的深入理解,提供了直观且可靠的 实验证据。

第五章 基于微腔孤子光频梳的微波信号产生

微波光子系统具有损耗小、抗电磁干扰、带宽大和速率高等优点,在雷达、 空间通信、传感和深空探测等领域展示了巨大的应用前景。而高质量的微波信号 源是开展众多研究的基础,提升微波信号的稳定性、降低高频微波信号的相位噪 声一直是本领域追求的目标。本章将基于集成微腔孤子光频梳,开展了光生微波 信号的实验研究,基于微腔孤子光频梳的微波信号源具有体积小、功耗低、鲁棒 性好等优点,在未来片上信息交互、高速集成通信领域具有非常重要的意义。

5.1 光生微波信号的原理与方法

基于多级倍频电路的电生微波信号方法,通常需要锁相环等辅助器件,结构 较为复杂且价格昂贵,在损耗、频率、带宽和抗电磁干扰性方面都有待提高。随 着微波光子学学科的快速发展,光生微波信号方法有效地突破了以上瓶颈,可实 现结构紧凑、频率高、噪声低的微波信号。常见的光生微波信号方法有光外差法 ^[152-153]、锁模激光器法^[154-155]、直接调制法^[156-157]、外部调制法^[158-159]、光电振荡法^[160-161] 等。

光外差法通过极为简单的方案,可有效产生高频微波信号,其频率可高达数 百 GHz 甚至 THz 量级^[162]。光外差法生微波信号的原理如图 5.1 所示,两束具有 固定频率差的光信号拍频,接入光电探测器处理,即可获得拍频产生的微波信号。



图 5.1 光外差法生微波信号原理。PD:光电探测器。

Figure 5.1 Microwave generation by optical heterodyne method. PD: Photodetector.

在光外差法中,两束不同频率的光信号在前端光纤传输时,没有引入调制器

或者外部信号源,因而可实现高信噪比的微波信号。此外,可调谐的微波信号可以通过调节两束光信号的波长而轻松实现,在获取高频微波信号方面具有独特优势,理论上可高达 THz。但在实际系统中,其频率受到光电探测器带宽的限制,通常不超过 150GHz。

接下来,从理论上分析频率分别为*ω*₁和*ω*₂的两束光拍频的情况,入射的两 束光信号可分别表示为:

$$E_1 = A\cos(\omega_1 t + \varphi_1) \tag{5.1}$$

$$E_2 = A\cos(\omega_2 t + \varphi_2) \tag{5.2}$$

式中, $\varphi_1 = -\frac{2\pi}{\lambda}\Delta L_1 + \varphi_{10}$, $\varphi_2 = -\frac{2\pi}{\lambda}\Delta L_2 + \varphi_{20}$; φ_0 是光波的初相位, ΔL 为二者

光程差。而二者接入光电探测器的总光场为:

$$E = E_1 + E_2 = A\cos(\omega_1 t + \varphi_1) + A\cos(\omega_2 t + \varphi_2)$$
(5.3)

光电探测器上的响应光电流可以表达为:

$$i_{c}(t) = \alpha E^{2} = \alpha (E_{1} + E_{2})^{2} = \alpha A^{2} [\cos(\omega_{1}t + \phi_{1}) + \cos(\omega_{2}t + \phi_{2})]^{2}$$
$$= \alpha A^{2} \{1 + \cos[(\omega_{1} - \omega_{2})t + (\phi_{1} - \phi_{2})] + \cos[(\omega_{1} + \omega_{2})t + (\phi_{1} + \phi_{2})] + \frac{1}{2}\cos(2\omega_{1}t + 2\phi_{1}) + \frac{1}{2}\cos(2\omega_{2}t + 2\phi_{2})\}$$
(5.4)

其中, α 代表光电探测器的光电响应系数。

由式(5.4)可知,探测得到的光电流中包含了直流、和频、倍频和差频分量,而和频与倍频分量的信号因频率过高导致光电探测器无法响应。对于差频分量而言,若其值不超过光电探测器的截止响应频率,便可分离出来,其在光电探测器上获得的响应电流为:

$$i_{c}(t) = \alpha A^{2} \cos\left[\left(\omega_{1} - \omega_{2}\right)t + \left(\varphi_{1} - \varphi_{2}\right)\right]$$
(5.5)

$$\varphi_{1} - \varphi_{2} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\Delta L_{2} - \Delta L_{1} \right) + \left(\varphi_{10} - \varphi_{20} \right)$$
(5.6)

假定两束光信号的波长相同且初相位不随时间变化,则式(5.5)可简化为:

$$i_{c}(t) = \alpha A^{2} \cos\left[\frac{2\pi}{\lambda} (\Delta L_{2} - \Delta L_{1})\right]$$
(5.7)

若两束光信号的波长不同,相位差 $\varphi_1 - \varphi_2$ 为常数,则 $i_c(t)$ 会随 $(\omega_1 - \omega_2)t$ 的变化而改变。拍频实质上就是光干涉中的差频 $\omega_1 - \omega_2$ 。

在光生微波信号系统中,微波信号的电压可表示为:

$$V_c(t) = R \times i_c(t) \tag{5.8}$$

R 为探测器的等效电阻。

由式(5.8)可知,对于新生成微波信号,其电压与电流成正比例关系,可 以表达为:

$$V_{c}(t) \propto i_{c}(t)$$

$$\propto \alpha A^{2} \cos\left[\left(\omega_{1}-\omega_{2}\right)t+\left(\varphi_{1}-\varphi_{2}\right)\right]$$
(5.9)

通常,光信号的频率比光电探测器的截止响应频率大很多,因此,响应电流 $i_c(t)$ 一般采用时间段T内的积分平均值来表示:

$$\tilde{i}_{c}(t) \propto \frac{1}{T} \int_{0}^{T} \left\{ \alpha A^{2} \cos \left[(\omega_{1} - \omega_{2})t + (\varphi_{1} - \varphi_{2}) \right] \right\} dt$$

$$= \frac{\alpha A^{2}}{T} \int_{0}^{T} \left[\cos (\omega_{1} - \omega_{2})t \cdot \cos (\varphi_{1} - \varphi_{2}) - \sin (\omega_{1} - \omega_{2})t \cdot \sin (\varphi_{1} - \varphi_{2}) \right] dt$$

$$\propto \alpha A^{2} \cdot \sin \left[(\omega_{1} - \omega_{2})T + (\varphi_{1} - \varphi_{2}) \right]$$
(5.10)

通过式(5.10)可知,参与拍频的两束光信号需要频率稳定且初相位一致。微波 信号的相位噪声由两束光信号的相位差决定,相位差越小,相位噪声越小。因此, 如何获取两个频率间隔和相位差恒定的纵模是光生微波信号的关键。

基于外差法的光生微波方案中,由两个独立激光器作为光源提供不同波长的 光信号,因其相位是随机的,导致较大的相位噪声。为了克服这一问题,通常使 用双波长激光器或者加入各种锁相的方法去降低微波信号的相位噪声。采用双波 长激光器可降低系统的复杂度,但两个模式之间的相位相关性相对于锁相技术会 更低。锁相技术可以提高激光的相干性,但需要加入外部微波源和电放大器等器 件,增加了系统的复杂性和成本。而基于锁模激光器的光生微波方法,可有效克 服外差法所面临的一些技术瓶颈。锁模激光器通常可产生较多的纵模,且所有模 式产生于同一个谐振腔,各纵模之间的相位相互锁定,频率间隔相等。这些模式 之间的相互拍频,即会产生不同频率的微波信号。但受到激光器腔长的限制,所 获微波信号的频率调谐性较差。因此,各种调制法(如直接调制法、外部调制法 和光振荡法)产生微波信号的方法逐步被技术人员开发出来。

直接调制法是采用射频信号对激光器的驱动电流进行调制,进而实现对激光器输出功率的调制,产生调制边带。然后,将强度调制后的光信号接入光电探测器,由各个边带拍频产生微波信号,这是获取微波信号最简单、最直接的方式, 具有结构简单、成本低和性能稳定的优势。但此方法很难获得大带宽微波信号, 通常在 40GHz 以下。因为激光器的频率响应与弛豫振动频率和阻尼速率紧密相 关,当调制速率靠近或超过弛豫振荡频率时,强度调制开始出现非线性效应,导 致信号的畸变失真。所以为了确保传输信号的质量,在实际系统中,调制频率应 当小于激光器的弛豫振荡频率,调制带宽因此受到限制^[163-164]。

外部调制法是将射频信号通过外部电光调制器加载到光载波上,在光载波两侧产生上边带和下边带,各个边带的拍频产生微波信号。调制系统中,在电光调制器上同时加载外部射频信号,通过调节电光调制器的调制深度(偏置电压和射频信号的强度),实现单边带^[165]、双边带^[166]、载波抑制^[167]等具有不同谱线结构的调制光信号。外部调制法的光生微波方案比直接调制法稍显复杂,但可以形成载波抑制光调制信号,产生倍频的微波信号。基于调制技术产生的微波信号,其性能取决于调制信号源的性能。

光电振荡法能产生频率从数 GHz 到数百 GHz 的超低相噪的微波信号,因此 受到广泛关注。光电振荡器由众多光电器件(包括激光源、调制器、光电探测器、 滤波器、射频放大器和光耦合器等)组成,是一种同时输出光、电两种信号的超 低相噪的微波发生器。激光器的输出信号经光电调制器调制后,接入光电探测器, 再通过选频和放大器件,最后反馈回光电调制器。系统的有源器件将在工作中产 生不同频率的噪声扰动,采用滤波器选出拟定起振的频率,以此来反馈电光调制 器。在系统的环路中,信号在循环多次的过程中,放大器提供了增益,逐渐建立 起稳定的振荡,此方案中的滤波器通带特性决定了系统的振荡频率。此方案的困 难之处在于容易出现多纵模振荡效应,因此需要高性能的窄带滤波器来滤除边

82

模。

近年来,随着对微波信号的高频率和低相噪性能需求的提高,基于光学频率 梳的光生微波信号打破了原有光生微波信号方案的一些技术瓶颈,因此开始受到 大量关注。

5.2 基于微腔孤子光频梳的微波信号产生实验研究

光学频率梳由一系列离散的、等间隔、窄线宽且相位锁定的光波构成,各频 率成分极为稳定,因此光学频率梳是产生高性能微波信号的理想光源。光频梳在 频域上是一个宽带的梳状谱,其产生的微波信号的频率由梳齿的间距决定,接入 光电探测器后,光频梳的各个模式相互拍频,进而产生微波信号序列。而产生的 微波信号频率间隔即为光频梳的纵模间隔。

光频率的频谱可以通过以下表达式描述:

$$E(t) = \sum_{p=0}^{N} E_{n} \cos\left[2\pi (f_{0} + p \cdot f_{rt})t + \phi_{n}\right]$$
(5.11)

式中, $E_n 和 \phi_n$ 代分别代表第 n 阶模的幅度和初相位, $f_0 和 f_n$ 分别代表光载 波的频率和相邻模式之间的间隔, $f_0 + n \cdot f_n$ 为各个模式的对应频率。

光学频率梳接入光电探测器,各个纵模进行拍频。经过探测器之后产生的光 电流为:

$$I = M \bullet E^{2}(t)$$

$$= M \bullet \left\{ \sum_{n=0}^{N} E_{n} \cos \left[2\pi (f_{0} + p \bullet f_{rt}) t \right] \right\}^{2}$$

$$= M \bullet \sum_{n=0}^{N} E_{n}^{2} \cos^{2} \left[2\pi (f_{0} + p \bullet f_{rt}) t \right]$$

$$+ M \bullet \sum_{m \in n} E_{m} E_{n} \left\{ \cos \left[2\pi (2f_{0} + (m+n)f_{rt}) t \right] + \cos \left[2\pi (n-m)f_{rt} \right] t \right\}$$
(5.12)

式中, *M* 代表光电探测器的响应度。通过式(5.12)可知,经过多纵模拍频 探测后,光电流中包含频率分量为(*n*-*m*) *f*_x的微波信号。

图 5.2 展示了基于微腔孤子光频梳的微波信号产生方案,首先采用图 3.9 所示的方案产生稳定的单孤子光频梳,光谱如图 5.3 所示,其重复频率为 48.97 GHz。



图 5.2 光频梳生微波信号方案示意图。Comb:光频梳;PD:光电探测器;ESA:频谱分析仪。

Figure 5.2 Experimental schematic of microwave generation based on optical frequency comb. PD: Photodetector. ESA: Electrical spectrum analyzer.



图 5.3 微腔光频梳光谱图。

Figure 5.3 Optical spectrum of optical frequency comb based on MRR.



图 5.4 基于光频梳生成的微波信号。

Figure 5.4 Generated microwave signal based on optical frequency comb.

将该光频梳信号作为光源,接入光电探测器进行光电转换,各频率成分之间 相互拍频,即可获得以相邻模式间隔为频率间隔的微波信号序列。因光频梳重复 频率为 48.97 GHz,也就意味着采用此光频梳生微波信号的方案中,生成了频率 为 48.97 GHz 及其整数倍的高频率微波信号。在实际的探测过程中,受限于探测 器的带宽(70 GHz)和频谱仪的带宽(50 GHz),实际只测量到频率为 48.97 GHz 的微波信号,其信噪比在 60 dB 之上,如图 5.4 所示。

时间抖动和相位噪声是衡量微波信号性能的两个重要指标。考虑脉冲信号在 时域上是相对独立的,时间抖动为每个脉冲实际到达时间与预期到达时间的差 值。脉冲的参考点可以表示为:

$$t_{p} = \frac{\int tP(t) dt}{\int P(t) dt}$$
(5.13)

其中, *P*(t)为单个脉冲的功率, *t*为时间。当脉冲相对于参考点有偏移时,其偏移量被认为是时间抖动Δt。

相位噪声可表示为:

$$S_{\varphi}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} G_{\varphi}(\tau) e^{i2\pi f\tau} d\tau \qquad (5.14)$$

其中, G_e(τ)为自相关函数:

$$G_{\varphi}(\tau) = \left\langle \Delta \varphi(t) \Delta \varphi(t+\tau) \right\rangle \tag{5.15}$$

本节采用频谱分析仪对基于光频梳产生的微波信号的时间抖动和相位噪声进行了测量。在短时间周期内,其时间抖动值为 533 fs,在1kHz 到1 MHz 的相位噪声如图 5.5 所示。



Figure 5.5 Phase noise power spectral density of microwave signal.

电生微波信号和光生微波信号均为获取高质量射频信号的重要手段,而光生 微波信号常用于产生数 GHz 甚至几十 GHz 的高频率信号。表 5.1 呈现了基于微 腔光频梳(备注:1表示本文的研究成果;2表示瑞士洛桑联邦理工学院科研人 员的研究成果)、锁模激光器、商用信号发生器(型号:E8257D)产生的微波 信号及相位噪声的对比^[93,168]。

表 5.1 基于不同方案的微波信号频率及相位噪声的对比^[93,168]。

 Table 5.1 Comparison of frequency and phase noise of the microwave signal based on

 different schemes^[93,168].

种类	频率(GHz)	相位噪声(@1MHz)
微腔光频梳1	48.97	-110 dBc/Hz
锁模激光器	5.28	-135 dBc/Hz
	20	-125 dBc/Hz
商用信号发生器(型号: E8257D)	5.28	-150 dBc/Hz
	20	-130 dBc/Hz
微腔光频梳 2	14	-140 dBc/Hz

在本文的研究工作中,利用微腔孤子光频梳获取了 48.97 GHz 的微波信号, 在此基础上,引入分频器进行分频处理,可得到不同频率的微波信号,从而极大 地增强了微腔孤子光频梳产生微波信号的应用价值。图 5.6 为微波分频实验的装 置图。



图 5.6 可调微波信号产生方案示意图。Comb: 光频梳; FD: 分频器; ESA:频谱分析仪。

Figure 5.6 Experimental schematic of tunable microwave generation. PD: Photodetector. FD:Frequency divider. ESA: Electrical spectrum analyzer.

通过调节分频器的下变频参量,对产生的 48.97 GHz 微波信号进行不同倍数 的变频,实现不同频率微波信号的产生。在此实验中,分别通过 8、16、32、64、 128 和 256 倍的下变频,实现了可调微波信号的输出,结果如图 5.7 所示。



图 5.7 基于分频器实现的可调谐微波信号。(a-f)分别为微波信号的 8、16、32、64、 128 和 256 倍下变频后的微波频率梳。

Figure 5.7 Generated tunable microwave signal based on frequency divider. (a-f) Microwave frequency comb after down frequency conversion of 8, 16, 32, 64, 128, 256 times, respectively.

5.3 基于双光梳拍频的射频信号产生

微腔孤子光频梳的实现为光频梳的集成化应用奠定了基础,而双微腔孤子光频梳在光谱测量、双梳高速测距等领域发挥了重要的作用,双光梳应用的核心是 两个具有一定重频差的光梳相互异步采样,实现超高频率向射频的转换,从而利 用现有的数字采样和处理电路完成信息处理。从频域看,双梳拍频形成一系列频 率间隔为双梳重频差的射频谱线,本节将对双孤子光梳拍频产生射频序列的特性 进行研究,为双光梳的扩展应用奠定基础。

5.3.1 双光梳拍频的原理

本文双光梳研究中的两个孤子光频梳基于两个独立微环谐振腔产生,两个微环存在微小重复频率差,将两个独立微环产生的光学频率梳进行拍频,可形成一个射频信号序列。本节首先对该方法的理论进行简单阐述,用 $E_1(t)$ 和 $E_2(t)$ 分别表示两套光频梳信号:

$$E_{1}(t) = \sum_{n_{1}=0}^{N} E_{n_{1}} \cos\left[2\pi \left(f_{01} + n_{1} \bullet f_{rt1}\right)t + \phi_{n_{1}}\right]$$
(5.16)

$$E_{2}(t) = \sum_{n_{2}=0}^{N} E_{n_{2}} \cos\left[2\pi \left(f_{02} + n_{2} \bullet f_{rt2}\right)t + \phi_{n_{2}}\right]$$
(5.17)

式(5.16)和(5.17)中,i=1,2, E_{n_i} 和 ϕ_{n_i} 代表第n阶模的幅度和初相位, f_{0i} 和 f_{rti} 分别代表孤子光频梳的载波包络偏移频率和孤子光频梳的重复频率,各个模式的对应频率为 $f_{0i} + n_i \cdot f_{rti}$ 。将两套光频梳通过光合束器合束拍频,再接入光电探测器,探测两个光学频率梳的拍频信号,探测到的光强I(t)可表示为:

$$I(t) = \left[E_{1}(t) + E_{2}(t)\right] \left[E_{1}(t) + E_{2}(t)\right]^{*}$$
$$= \sum_{n_{1}=0}^{N} E_{n_{1}}^{2} + \sum_{n_{2}=0}^{N} E_{n_{2}}^{2}$$
$$+ 2\sum_{n_{1}=0}^{N} E_{n_{1}} \bullet \sum_{n_{2}=0}^{N} E_{n_{2}} \bullet \cos\left[2\pi (f_{01} + n_{1} \bullet f_{rt1})t + \phi_{n_{1}} - 2\pi (f_{02} + n_{2} \bullet f_{rt2})t - \phi_{n_{2}}\right]$$
(5.18)

经过光电探测器之后产生的光电流为:

$$i(t) = a \bullet I(t) \tag{5.19}$$

其中, *a* 为光电探测器的光电响应系数。通过式(5.18)可知,多纵模拍频以后, 经探测器后的光电流包含了双光梳各个模式的差频分量。

5.3.2 双光梳拍频的实验研究

所使用的两个孤子光频梳由两个独立微环谐振腔产生,为确保两个光频梳的 同源性,两个微腔共用同一个泵浦激光器,两个微腔存在级联或并联的不同方式。 在第三章孤子晶体频梳基础上,利用单个泵浦激光器在级联的两个微腔内同时产 生孤子晶体频梳,其原理示意如图 5.8 所示。在该方案中,泵浦激光器为一台线 宽为 100 Hz 的光纤激光器,该激光器经第一台 EDFA 放大后注入第一个微环谐 振腔,通过调节微腔的工作温度,产生第一个光频梳。该光频梳信号通过一个光 分束器被分为两路,其中一路接入一个带通滤波器将泵浦光选出,滤出的泵浦光 经第二台 EDFA 放大后作为第二个微环谐振腔的泵浦光,采用同样的调节方法产 生第二个光频梳。本验证试验采用理想孤子晶体频梳作为孤子频梳源。采用光束 器将两个光频梳信号耦合在一起,再接入光电探测器,通过频谱分析仪对探测到 的信号进行观测和分析。我们在实验上激光器的输出波长为 1556.8 nm,掺铒光 纤放大器的输出功率为 2.8 W,泵浦光的偏振态通过光纤偏振控制器进行调整。 实验中产生的两个理想孤子晶体频梳分别如图 5.9(a)和 5.9(b)所示。两个理想孤 子晶体的拍频信号如图 5.9(c)所示。



图 5.8 级联双光梳实验方案示意图。TEC:温度控制器;BPF:带通滤波器;PD:光电 探测器;ESA:频谱分析仪。

Figure 5.8 Experimental schematic of dual comb based on cascaded MRRs. TEC: Thermoelectric cooler. BPF: Bandpass filter. PD: Photodetector. ESA: Electrical spectrum analyzer.

除利用级联微腔的方案外,采用并联双微腔的方法也可以实现同源的双孤子 光频梳,其原理如图 5.10 所示。在此方案中,以 1556.8 nm 波长的超窄线宽激光 器作为泵浦,使用一只光纤分束器将泵浦光功率等分为两部分,分别利用掺铒光 纤放大器将其功率放大至 2.8 W,在两个独立微环谐振腔中实现理想孤子晶体光 频梳,并探测器拍频信号,实验结果如图 5.11 所示。



图 5.9 级联双环产生的理想孤子晶体光谱图及产生的微波信号。(a) 第一个微环的光频 梳输出; (b) 第二个微环的光频梳输出; (c) 生成的微波信号。

Figure 5.9 Optical spectra of soliton crystals based on cascaded MRRs and generated microwave signal. (a) Comb output of the first MRR. (b) Comb output of the second MRR. (c) Generated microwave signal.



图 5.10 并联双光梳实验方案示意图。TEC: 温度控制器; PD: 光电探测器; ESA:频谱 分析仪。

Figure 5.10 Experimental schematic of dual comb based on parallel MRRs. TEC: Thermoelectric cooler. PD: Photodetector. ESA: Electrical spectrum analyzer.



图 5.11 并联双环产生的理想孤子晶体光谱图及产生的微波信号。(a) 第一个微环的光频梳输出; (b) 第二个微环的光频梳输出; (c) 生成的微波信号。

Figure 5.11 Optical spectra of soliton crystals based on parallel MRRs and generated microwave signal. (a) Comb output of the first MRR. (b) Comb output of the second MRR.(c) Generated microwave signal.



图 5.12 延时自外差法的原理示意图。BPF:带通滤波器; AOM: 声光调制器; PD:光 探测器; ESA: 频谱仪。

Figure 5.12 Experimental schematic of the delayed self-heterodyne method. CW: Continuous Wave. AOM: Acousto-Optic Modulator. PD: Photodetector. ESA: Electrical spectrum analyzer.

基于激光拍频的射频信号产生实验中,激光器的线宽和频率稳定性直接决定 了产生射频信号的质量,下面将对光频梳梳齿的线宽进行实验测量。我们通过延 时自外差法对两种方案拍频之前的光信号线宽进行了测量和分析。图 5.12 展示 了延时自外差法测量频梳梳齿线宽的实验原理图。

在延时自外差法的测量方案中,入射光波可以表示为:

$$E(t) = E_0 expj[\omega_0 t + \phi(t)]$$
(5.20)

其中, E_0 为振幅, ω_0 为角频率, $\phi(t)$ 为初相位。光电探测器的光电流强度函数可表示为:

$$G_{ET}^{(2)}(\tau) = \langle E_T(t)E_T^*(t)E_T(t+\tau)E_T^*(t+\tau) \rangle$$
(5.21)

延时光纤的延时时间由τ为表示。将 5.21 式带入 5.20 式并化简,可得到光电流的功率谱密度表达式^[120]:

$$S_{s}(\omega) = \frac{\alpha^{2}}{2} I_{0}^{2} \frac{\frac{2}{\tau_{c}}}{\left(\frac{2}{\tau_{c}}\right)^{2} + (\omega - \Omega)^{2}} \left\{ 1 - e^{-\frac{2\tau_{d}}{\tau_{c}}} [\cos(\omega - \Omega)\tau_{d} + \frac{2}{\tau_{c}}\sin(\omega - \Omega)\tau_{d}] \right\}$$
$$+ \frac{\pi}{2} \alpha^{2} I_{0}^{2} e^{-\frac{2\tau_{d}}{\tau_{c}}} \delta(\omega - \Omega)$$
(5.22)

式中, I_0 为总的入射光强, α 为干涉仪两臂的分光比, Ω 为声光调制器的频移量, τ_c 为待测光场的相干时间, τ_d 为延时光纤的延时时间。

在我们的实验中,将待测信号接入延时自外差法测量系统,光信号经过带通 滤波器选出待测波长,通过一分二的光分束器将光信号分为两路,其中一路的延 时光纤为 25 km,另一路上通过声光调制器将其频率移动 200 MHz,然后将两路 信号合束拍频并接入光电探测器,通过频谱分析仪对拍频信号进行测量分析,表 征光信号的线宽,在频谱仪分辨率带宽(RBW)为10 Hz的情况下,其测量结 果如图 5.13 所示。蓝色曲线代表级联方案环 2 的信号输出,红色曲线代表的并 联方案环 2 的信号输出。二者线宽差异不大,意味着此两类方案,对信号线宽的 影响不明显,均可用于双光梳的技术研究。

以上双光梳拍频实验是基于两个理想孤子晶体频梳,产生了少量的几个射频 谱线,原理上验证了双微腔孤子频梳进行异步采样的可行性。而在实际应用中, 需要更多的频率信息以满足光谱测量、高速测距的需求,单孤子态光频梳具有更 多的梳齿,稳定的光谱形状,因此基于单孤子光频梳的双梳实验具有更重要的应 用前景,例如:两束单孤子光梳,一路通过某种气体,某些气体分子、原子将吸 收一定的频率成分,然后将两路信号拍频并探测,那么新生成的拍频信号携带了 该气体的吸收光谱信息,而该信息可通过对拍频信号傅里叶变换分析而获取,此

92


技术已在文献中被证实^[99-101]。下面将基于单孤子光频梳开展双光梳拍频研究。

图 5.13 两种方案的环 2 输出信号线宽测试结果。

Figure 5.13 Measured result of the linewidth of the second MRR's output based on two schemes.

单孤子态双光梳拍频实验方案如图5.14所示,两个微腔都采用辅助光热平衡的技术方案产生单孤子光频梳,相应的单孤子频梳光谱分别如图5.15(a)和5.15(b) 所示。通过对两个光频梳信号滤波拍频,可得如图5.15(c)所示的射频信号,所得 射频信号具有平滑的轮廓。该研究为后续光梳光谱测量、双梳测距等应用研究奠 定了基础。



图5.14 单孤子态双光梳实验原理图。ECDL:激光器;EDFA:掺铒光纤放大器;FPC: 尾纤型偏振控制器;TEC:热电冷却器;PD:光探测器;ESA:频谱仪。

Figure 5.14 Experimental schematic diagram of dual optical frequency comb. ECDL: External cavity diode laser. EDFA: Erbium doped fiber amplifier. FPC: Fiber polarization controller. TEC: Thermoelectric cooler. PD: Photodetector. ESA: Electrical spectrum analyzer.



图 5.15 单孤子光谱图及产生的射频信号。(a) 第一个微环的光频梳输出; (b) 第二个 微环的光频梳输出; (c) 生成的射频信号。

Figure 5.15 Optical spectra of single solitons and generated RF signal. (a) Comb output of the first MRR. (b) Comb output of the second MRR. (c) Generated RF signal.

5.4 小结

本章节开展了微腔孤子光频梳在微波信号产生领域的应用研究:一、利用高 速光电探测器对单孤子光频梳探测,获得了48.97 GHz的微波信号,并对该信号 的相位噪声和时间抖动进行了测量与分析;通过引入分频器,通过不同倍数的变 频,实现了2、4、8、...、256 分频的微波信号。二、开展了级联和并联双光梳 拍频产生射频信号的实验研究,并通过延时自外差法测量了两种方案下的信号线 宽。根据实验结果可知,孤子光频梳为高频微波信号的产生提供了非常简洁、方 便的方法,在未来频率合成、集成微波信号源等领域拥有重大应用价值。

第六章 工作总结和展望

6.1 论文的研究成果及创新

本论文基于高折射率掺杂玻璃微环谐振腔,开展了微腔克尔光频梳的理论与 实验研究;采用双光梳异步采样技术和时间透镜技术,开展了微腔克尔光学频率 梳的测量与分析工作,研究了腔内孤子演化过程;分别采用单光梳和双光梳的技 术方案,开展了孤子光频梳在微波信号产生领域的应用研究。本论文研究工作进 展与成果主要包括以下几个方面:

1. 开展了微腔光频梳的理论与实验研究。在弱泵浦光条件下(光参量阈值 之下),基于泵浦光在微腔内产生的自发四波混频效应,实现了量子光学频率梳 的产生;测量了泵浦功率为20mW、40mW和60mW时的光子符合计数率,其 值为3-5,验证了微腔量子光频梳的量子关联特性;当泵浦功率在光参量阈值之 上时,实现了孤子光频梳的产生,探索了孤子晶体频梳、单孤子频梳和呼吸子频 梳的特性,实验上证实了孤子晶体频梳光谱的多样性和呼吸子频梳时域呈周期性 振荡的物理现象。

 基于双光梳异步采样技术,对微腔孤子光频梳的孤子分布开展了实验研究。利用一个稳定的单孤子态光频梳作为采样光源,对待测孤子光频梳进行拍频 采样,实现了对不同孤子频梳(四孤子、三孤子、双孤子和单孤子)的采样,表 征和描述了待测孤子光频梳的孤子分布,为研究腔内孤子相互作用奠定了基础, 此方法突破了传统光电探测器带宽的限制。

3. 基于时间透镜技术,对微腔孤子光频梳的腔内光场演化过程开展了理论 与实验研究。在理论上研究了时间透镜技术对多脉冲光信号进行时域处理的可行 性,证明了其可有效应用于微腔克尔光学频率梳时域测量和腔内光场演化过程研 究。实验上,通过设置系统的色散量,将孤子光频梳在时域放大 18 倍,利用示 波器对光频梳时域脉冲进行直观测量;利用时间透镜系统对微腔内光频梳的混沌 态、多孤子、双孤子和单孤子等光频梳状态进行了观测,并对腔内孤子实时位移 和孤子碰撞、湮灭的过程进行了捕捉,发现双孤子、三孤子态可通过孤子湮灭与 合并而演化成单孤子;单孤子态也可通过孤子分裂反向演化至多孤子态。该研究 对微腔孤子物理的动力学过程研究具有重要的意义。

95

4. 基于微腔孤子光频梳开展了光生微波信号的实验研究。以线宽为 100 Hz 的窄线宽激光器为泵浦源,在自由光谱范围约为 49 GHz 的微腔内得到稳定的单 孤子光频梳,通过高速探测器实现了 48.97 GHz 的微波信号,其信噪比为 60 dB。 为增强微腔孤子光频梳产生微波信号的适用性,引入分频器,对 48.97 GHz 的微 波信号进行分频,得到了 2、4、8...256 分频的微波信号。基于微腔孤子光频梳 的光生微波源为未来片上集成的高纯度微波信号提供了新的解决方案,具有重要 的应用前景。

6.2 展望

经过十余年的研究,微腔光学频率梳的产生技术已经逐步成熟,并完成了多 个应用领域的验证性实验,为未来微腔孤子光频梳的工程应用奠定了一定的基 础。然而,微腔孤子频梳的产生仍依赖于专业的技术人员,严重限制了其实用价 值。因此,为实现工程化应用,微腔光频梳必定向着小型化系统集成和"一键式" 启动的方向发展,下面将对微腔克尔光学频率梳研究领域进行展望:

 与锁模激光器光学频率梳相比,目前报道的微腔克尔光学频率梳仍需要 专业的技术人员操作,限制了其工程应用价值。未来微腔孤子光频梳必将向着"一 键式"启动的方向发展,通过软件程序和算法完成对泵浦失谐的精准控制,实现 微腔孤子光频梳的确定性产生与主动锁定。同时目前报道的微腔孤子光频梳的环 境适应性较差,都是在实验室条件下实现,因此,开展微腔孤子光频梳的环境适 应性研究,也将是未来的一个重要研究方向。

2. 随着单孤子光频梳在多种光子集成平台上实现,微腔克尔光学频率梳的研究开始从光频梳产生步入应用研究阶段。现有的研究进展报道中,微腔光学频率梳已被应用于高速通信系统、频率合成和精密测量等领域,但整体来说,基本还处于实验室验证水平。随着下一步程控光学频率梳和片上全集成光学频率梳的推进和实现,微腔克尔光学频率梳将步入工程化的片上光信息交互、光子计算和超高速光通信领域。

 3. 微腔孤子光频梳的最大优势是具有超高的集成度,而目前报道的微腔孤 子光频梳仍需要大量的外围器件或设备,严重限制了其集成度,因此未来微腔孤 子光频梳必将向着单片集成或混合集成方向发展。此外目前的微腔孤子光频梳源 都是单一功能的频梳源,仍需外围的光路对其进行处理,以满足各种应用需求。
 96 为实现高度集成的应用系统,未来将开展包含孤子频梳源的片上多功能集成,实现单片集成的光子信息系统,进而推动孤子光频梳源的应用技术发展。

4. 优良的量子光源是量子信息系统中的重要资源,基于微腔的量子光频梳 为未来波分复用量子通信系统、片上量子信息处理提供了全新的多波长光源,在 提升量子信息系统的容量方面具有重要的意义。因此进一步开展基于光学微腔的 片上量子光源研究,将是此领域另一个前进的目标。

微腔克尔光学频率梳是 21 世纪以来,微纳光学、集成光学领域的新兴研究 方向,打破了传统光学频率梳重频低、体积大、成本高等限制,实现了高重频、 小尺寸和低功耗的光学频率梳。目前,该研究已经在精密测量、光通信技术、光 谱学和频率合成领域展现了其重大的学术价值和技术潜力。随着该研究内容工程 化的进一步推进,必将促进未来高速光通信、微波光子学和光谱测量等学科的革 命性发展。

参考文献

- Teets R, Eckstein J, Hänsch T W. Coherent two-photon excitation by multiple light pulses [J].
 Physical Review Letters, 1977, 38: 760-764.
- [2] Droste S, Ycas G, Washburn B R. Optical Frequency Comb Generation based on Erbium Fiber Lasers [J]. Nanophotonics, 2016, 5: 196-213.
- [3] Spence D E, Kean P N, Sibbett W. 60-fsec pulse generation from a self-modelocked Ti:sapphire laser [J]. Optics Letters, 1991, 16: 42-44.
- [4] Huang C P, Kapteyn H C, McIntosh J W, et al. Generation of transform-limited 32-fs pulses from a self-mode-locked Ti:sapphire laser [J]. Optics Letters, 1992, 17: 139-141.
- [5] Huang C P, Asaki M T, Backus S, et al. 17-fs pulses from a self-mode-locked Ti:sapphire laser [J]. Optics Letters, 1992, 17: 1289-1291.
- [6] Asaki M T, Huang C P, Garvey D, et al. Generation of 11-fs pulses from a self-mode-locked Ti:sapphire laser [J]. Optics Letters, 1993, 18: 977-979.
- [7] Stingl A, Lenzner M, Spielmann C, et al. Sub-10-fs mirror-dispersion-controlled Ti:sapphire laser [J]. Optics Letters, 1995, 20: 602-604.
- [8] Jung I D, Kärtner F X, Matuschek N, et al. Self-starting 6.5-fs pulses from a Ti:sapphire laser
 [J]. Optics Letters, 1997, 22: 1009-1011.
- [9] Ranka J K, Windeler R S, Stentz A J. Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm [J]. Optics Letters, 2000, 25: 25-27.
- [10] Jones D J, Diddams S A, Ranka J K, et al. Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis [J]. Science, 2000, 288: 635–639.
- [11] Swann W C, McFerran J J, Coddington J, et al. Fiber-laser frequency combs with subhertz relative linewidths [J]. Optics Letters, 2006, 31: 3046-3048.
- [12] Coddington I, Swann W C, Lorini L, et al. Coherent optical link over hundreds of metres and hundreds of terahertz with subfemtosecond timing jitter [J]. Nature Photonics, 2007, 1: 283-287.
- [13] Johnson L A, Gill P, Margolis H S. Evaluating the performance of the NPL femto-second

frequency combs: Agreement at the 10⁻²¹ level [J]. Metrologia, 2015, **52**: 62-71.

- [14] Quinlan F, Baynes F N, Fortier T M. Optical amplification and pulse interleaving for low-noise photonic microwave generation [J]. Optics Letters, 2014, 39:1581-1584.
- [15] Murata H, Morimoto A, Kobayashi T, et al. Optical pulse generation by electro-optic modulation method and its application to integrated ultrashort pulse generators [J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2000, 6: 1325-1331.
- [16] Gordon E I, Rigden J D. The Fabry-Perot Electrooptic Modulator [J]. Bell Labs Technical Journal, 1963, 42: 155-156.
- [17] Fujiwara M, Teshima M, Kani J I, et al. Optical Carrier Supply Module Using Flattened Optical Multicarrier Generation Based on Sinusoidal Amplitude and Phase Hybrid Modulation [J]. Journal of Lightwave Technology, 2003, 21: 2705-2714.
- [18] Dou Y, Zhang H, Yao M. Improvement of flatness of optical frequency comb based on nonlinear effect of intensity modulator [J]. Optics Letters, 2011, 36: 2749-2751.
- [19] Yamamoto T, Komukai T, Suzuki K. Multicarrier light source with flattened spectrum using phase modulators and dispersion medium [J]. Journal of Lightwave Technology, 2009, 27: 4297-4305.
- [20] Gheorma I L, Gopalakrishnan J K. Flat frequency comb generation with an integrated dual-parallel modulator [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2007, 19: 1011–1013.
- [21] Sakamoto T, Kawanishi T, Izutsu M. Asymptotic formalism for ultraflat optical frequency comb generation using a Mach-Zehnder modulator [J]. Optics Letters, 2007, **32**: 1515-1517.
- [22] Ishizawa A, Nishikawa T, Mizutori A, et al. Octave-spanning frequency comb generated by 250fs pulse train emitted from 25GHz externally phase-modulated laser diode for carrier-envelope-offset-locking [J]. Electronics Letters, 2010, 46: 1343-1344.
- [23] Slavík F, Parmigiani F, Jakobsen D, et al. Stable and efficient generation of high repetition rate (> 160 GHz) subpicosecond optical pulses [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2011, 23:540-542.
- [24] Tong Z, Wiberg A O, Myslivets E, et al. Spectral linewidth preservation in parametric frequency combs seeded by dual pumps [J]. Optics Express, 2012, **20**: 17610-17619.
- [25] Del'Haye P, Schliesser A. Arcizet O, et al. Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator [J]. Nature, 2007, 450: 1214-1218.

- [26] Armani D K, Kippenberg T J, Spillane SM, et al. Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip[J]. Nature, 2003, 421: 925-929.
- [27] 王伟强,基于微环谐振腔的克尔光频梳研究[D],中国科学院大学,2018.
- [28] Lu Z Z, Wang W Q, Zhang W F, et al. Raman self-frequency-shift of soliton crystal in a high index doped silica micro-ring resonator [J]. Optical Materials Express, 2018, 8: 2662-2669.
- [29] Vahala K J. Optical microcavities [J]. Nature , 2003, 424: 839-846.
- [30] Kippenberg T J, Spillane S M, Vahala K J. Kerr-nonlinearity optical parametric oscillation in an ultrahigh-Q toroid microcavity [J]. Physical Review Letters, 2004, 93: 083904.
- [31] Savchenkov A A, Matsko A B, Strekalov D, et al. Low threshold optical oscillations in a whispering gallery mode CaF₂ Resonator [J]. Physical Review Letters, 2004, **93**: 243905.
- [32] Suh M G, Vahala K. Gigahertz-repetition-rate soliton microcombs [J]. Optica, 2018, 5: 65-66.
- [33] Wang W Q, Chu S T, Little B E, et al. Dual-pump Kerr Micro-cavity Optical Frequency Comb with varying FSR spacing [J]. Scientific Reports, 2016, 6: 28501.
- [34] Kippenberg T J, Holzwarth R, Diddams S A. Microresonator-based optical frequency combs[J]. Science, 2011, 332: 555-559.
- [35] Okawachi Y, Saha K, Levy J S, et al. Octave-spanning frequency comb generation in a silicon nitride chip [J]. Optics Letters, 2011, 36: 3398-3400.
- [36] Herr T, Brasch V, Jost J D, et al. Temporal solitons in optical microresonators [J]. Nature Photonics, 2014, 8: 145-150.
- [37] Cole D C, Stone J R, Erkintalo M, et al. Kerr-microresonator solitons from a chirped background [J]. Optica, 2018, 5: 1304.
- [38] Brasch V, Geiselmann M, Pfeiffer M P, et al. Bringing short-lived dissipative Kerr soliton states in microresonators into a steady state [J], Optics Express, 2016, 24: 29312-29320.
- [39] Joshi C, Jang J K, Luke K, et al. Thermally controlled comb generation and soliton modelocking in microresonators [J]. Optics Letter, 2016, 41: 2565-2568.
- [40] Zhou H, Geng Y, Cui W, et al. Soliton bursts and deterministic dissipative Kerr soliton generation in auxiliary-assisted microcavities [J]. Light:Science & Application, 2019, 8: 50.
- [41] Herr T, Brasch V, Jost J D, et al. Mode spectrum and temporal soliton formation in optical microresonators [J]. Physical Review Letters, 2014, 113: 123901.

- [42] Grudinin I S, Huet V, Yu N, et al. High-contrast Kerr frequency combs [J]. Optica, 2017, 4: 434-437.
- [43] Pavlov N G, Koptyaev S, Lihachev G V, et al. Narrow-linewidth lasing and soliton Kerr microcombs with ordinary laser diodes [J]. Nature Photonics, 2018, 12: 694-698.
- [44] Grudinin I, Yu N, Maleki L. Generation of optical frequency combs with a CaF₂ resonator [J].Optics Letters, 2009, 34: 878-880.
- [45] Brasch V, Geiselmann M, Herr T, et al. Photonic chip-based optical frequency comb using soliton Cherenkov radiation [J]. Science, 2016, 351: 357-360.
- [46] Li Q, Briles T C, Westly D A, et al. Stably accessing octave-spanning microresonator frequency combs in the soliton regime [J]. Optica, 2017, 4: 193-203.
- [47] Bao C, Xuan Y, Jaramillo J A, et al. Direct soliton generation in microresonators [J]. Optics Letter, 2017, 42: 2519-2522.
- [48] Pfeiffer M H, Herkommer C, Liu J, et al. Octave-spanning dissipative Kerr soliton frequency combs in Si3N4 microresonators [J]. Optica, 2017, 4: 684-691.
- [49] Bao C, Jaramillo-Villegas J A, Xuan Y, et al. Observation of Fermi-Pasta-Ulam Recurrence induced by breather solitons in an optical microresonator [J]. Physical Review Letters, 2016, 117: 163901.
- [50] Stern B, Ji X, Okawachi Y, et al. Battery-operated integrated frequency comb generator [J]. Nature, 2018, 562: 401-405.
- [51] Liu J, Raja A S, Karpov M, et al. Ultralow-power chip-based soliton microcombs for photonic integration [J]. Optica, 2018, 5: 1347-1353.
- [52] Karpov M, Pfeiffer M H, Liu J, et al. Photonic chip-based soliton frequency combs covering the biological imaging window [J]. Nature Communications, 2018, 9: 1146.
- [53] Gong Z, Bruch A, Shen M, et al. High-fidelity cavity soliton generation in crystalline AlN micro-ring resonators [J]. Optics Letters, 2018, 43: 4366-4369.
- [54] Lu Z Z, Wang W Q, Zhang W F, et al. Deterministic generation and switching of dissipative Kerr soliton in a thermally controlled micro-resonator [J]. AIP Advances, 2019, **9**: 025314.
- [55] Wang W Q, Lu Z Z, Zhang W F, et al. Robust soliton crystals in a thermally controlled microresonator [J]. Optics Letters, 2018, 43: 2002-2005.
- [56] Lucas E, Karpov M, Guo H, et al. Breathing dissipative solitons in optical microresonators[J]. Nature Commuications, 2017, 8: 736.

- [57] Yi X, Yang Q F, Yang K Y, et al. Soliton frequency comb at microwave rates in a high-Q silica microresonator [J]. Optica, 2015, 2: 1078-1085.
- [58] Lee S, Yang Q F, Shen B Q, et al. Towards visible soliton microcomb generation [J], Nature Communications, 2017, 8: 1295.
- [59] Yang Q F, Yi X, Yang K Y, et al. Stokes solitons in optical microcavities [J]. Nature Physics, 2017, 13: 53-57.
- [60] Suh M G, Vahala K J. Gigahertz-repetition-rate soliton microcombs [J]. Optica, 2018, 5: 65-66.
- [61] Stone J R, Briles T C, Drake T E, et al. Thermal and nonlinear dissipative-soliton dynamics in Kerr-microresonator frequency combs [J]. Physical Review Letters, 2018, **121**: 063902.
- [62] Newman Z L, Maurice V, Drake T, et al. Architecture for the photonic integration of an optical atomic clock [J]. Optica, 2019, 6: 680-985.
- [63] Zhang S Y, Silver J M, Bino L D, et al. Sub-milliwatt-level microresonator solitons with extended access range using an auxiliary laser [J]. Optica, 2019, **6**: 206-212.
- [64] Cole D C, Lamb E S, Del'Haye P, et al. Soliton crystals in Kerr resonators [J]. Nature Phontonics, 2017, **11**:671-676.
- [65] He Y, Yang Q F, Ling J, et al. Self-starting bi-chromatic LiNbO₃ soliton microcomb [J].Optica, 2019, 6:1138-1144.
- [66] Gong Z, Liu X W, Xu Y T, et al. Soliton microcomb generation at 2 μm in z-cut lithium niobate microring resonators [J]. Optics Letters, 2019, 44:3182-3185.
- [67] Yao B C, Huang S W, Liu Y, et al. Gate-tunable frequency combs in graphene-nitride microresonators [J]. Nature, 2018, 558: 410-414.
- [68] Wang W Q, Lu Z Z, Zhang W F, et al. Robust soliton crystals in a thermally controlled microresonator [J]. Optics Letters, 2018, 43: 2002-2005.
- [69] Cole D C, Lamb E S, Del'Haye P, et al. Soliton crystals in Kerr resonators [J]. Nature Phontonics, 2017, 11:671-676.
- [70] Anderson M, Wang Y D, Leo F, et al. Coexistence of Multiple Nonlinear States in a Tristable Passive Kerr Resonator [J]. Physical Review X, 2017, 7: 031031.
- [71] Weng W L, Bouchand R, Lucas E, et al. Heteronuclear soliton molecules in optical microresonators [J]. Nature Communications, 2020, **11**: 2402.
- [72] Yu M, Jang J K, Okawachi Yoshitomo, et al. Breather soliton dynamics in microresonators [J].

Nature Commuicaitons, 2017, 8: 14569.

- [73] Xue X X, Xuan Y, Liu Y, et al. Mode-locked dark pulse Kerr combs in normal-dispersion microresonators [J]. Nature Photonics, 2015, **9**: 594-600.
- [74] Yang Q F, Yi X, Yang K Y, et al. Counter-propagating solitons in microresonators [J]. Nature Photonics, 2017, **11**: 560-564.
- [75] Ramelow S, Farsi A, Clemmen S, et al. Strong polarization mode coupling in microresonators [J]. Optics Letters, 2014, 39: 5134-5137.
- [76] Karpov M, Guo H, Kordts A, et al. Raman self-frequency shift of dissipative Kerr solitons in an optical microresonator [J]. Physical Review Letters, 2016, 116:103902.
- [77] Vladimirov A G, Turaev D. Model for passive mode locking in semiconductor lasers [J].Physical Review A, 2005, 72: 033808.
- [78] Wang W Q, Zhang W F, Chu S T, et al. Repetition rate multiplication pulsed laser source based on a microring resonator [J]. ACS Photonics, 2017, **4**: 1677-1683.
- [79] Liu X W, Sun C Z, Xiong B, et al. Integrated High-Q Crystalline AlN Microresonators for Broadband Kerr and Raman Frequency Combs [J] ACS Photonics, 2018, 5: 1943-1950.
- [80] Xue X X, Zheng X P, Zhou B K. Super-efficient temporal solitons in mutually coupled optical microresonators [J]. Nature Photonics, 2019, 13: 616-622.
- [81] Shu F J, Zhang P J, Qian Y J, et al. A mechanically tuned Kerr comb in a dispersion-engineered silica microbubble resonator [J]. Science China: Physics, Mechanics and Astronomy, 2020, 63: 254211
- [82] Geng Y, Huang X T, Cui W W, et al. Terabit optical OFDM superchannel transmission via coherent carriers of a hybrid chip-scale soliton frequency comb [J]. Optics Letters, 2018, 43: 2046-2049.
- [83] Chen H J, Ji Q X, Wang H M, et al. Chaos-assisted two-octave-spanning microcombs [J]. Nature Communications, 2020, 11: 2336.
- [84] Zhao Y J, Chen L, Wang W Q, et al. Repetition rate Multiplication control of micro-combs assisted by perfect temporal Talbot effect [J]. APL Photonics, 2020, 5: 046102.
- [85] Pysher M, Miwa Y, Shahrokhshahi R, et al. Parallel generation of quadripartite cluster entanglement in the optical frequency comb [J]. Physical Review Letters, 2011, **107**: 030505.
- [86] Olivier P, Pu J, Renne' M D, et al. Generation and Characterization of Multimode Quantum Frequency Combs [J]. Physical Review Letters, 2012, 108: 083601.

- [87] Reimer C, Caspani L, Clerici M, et al. Integrated frequency comb source of heralded single photons [J]. Optics Express, 2014, 22: 6535-6546.
- [88] Reimer C, Caspani L, Jestin Y, et al. Direct generation of orthogonally polarized photon pairs via spontaneous non-degenerate FWM on a chip. Conference: Nonlinear Photonics, 2014.
- [89] Reimer C, Kues M, Roztocki P, et al. Generation of multiphoton entangled quantum states by means of integrated frequency combs [J]. Science, 2016, 351: 1176-1180.
- [90] Nagarajan R, Kato M, Pleumeekers J, et al. InP photonic integrated circuits [J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2010, **16**: 1113-1125.
- [91] Marin-Palomo P, Kemal J N, Karpov M, et al. Microresonator-based solitons for massively parallel coherent optical communications [J]. Nature, 2017, **546**: 274-279.
- [92] Fülöp A, Mazur M, Lorences-Riesgo A, et al. High-order coherent communications using mode-locked dark-pulse Kerr combs from microresonators [J]. Nature Communications, 2018, 9:1598.
- [93] Lucas E, Brochard P, Bouchand R, et al. Ultralow-noise photonic microwave synthesis using a soliton microcomb-based transfer oscillator [J]. Nature communications, 2020, **11**: 374.
- [94] Zheng P, Li J, Xu X M, et al. Manipulation microwave photonic filter response of single microring by using optical frequency combs [J]. Optics Communications, 2020, **459**: 125069.
- [95] Wang J D, Lu Z Z, Wang W Q, et al. Long distance measurement using single soliton microcomb. 2020, ArXiv 2002.10565.
- [96] Jang Y S, Liu H, Yang J H, et al. Nanometric precision distance metrology via chip-scale soliton microcombs. 2020, ArXiv 2003.13222.
- [97] Suh M, K. Vahala. Soliton microcomb range measurement [J] Science, 2018, 359: 884-887.
- [98] Trocha P, Karpov M, Ganin D, et al. Ultrafast optical ranging using microresonator soliton frequency combs [J]. Science, 2018, 359: 887-891.
- [99] Suh M, Yang Q F, Yang K Y, et al. Microresonator soliton dual-comb spectroscopy [J]. Science, 2016, 354: 600-603.
- [100] Yang Q, Shen B, Wang H, et al. Vernier spectrometer using counter-propagating soliton microcombs [J]. Science, 2019, 363: 965-968.
- [101] Yu M J, Okawachi Y, Griffith A G, et al. Silicon-chip-based mid-infrared dual-comb spectroscopy [J]. Nature Communications, 2018, 9: 1869.

- [102] Lin T, Dutt A, Joshi C, et al. Broadband Ultrahigh-Resolution chip-scale Scanning Soliton Dual-Comb Spectroscopy. 2020, Arxiv 2001.00869.
- [103] Dutt A, Luke K, Manipatruni S, et al. On-Chip Optical Squeezing [J]. Physical Review Applied, 2015, 3: 044005.
- [104] Dutt A, Miller S, Luke K, et al. Tunable squeezing using coupled ring resonators on a silicon nitride chip [J]. Optics Letters, 2016, 41: 223-226.
- [105] Wang F X, Wang W Q, Niu R, et al. Quantum Key Distribution with On Chip Dissipative Kerr Soliton [J]. Laser & Photonics Reviews, 2020, https://doi.org/10.1002/lpor.201900190.
- [106] Kues M, Reimer C, Lukens J M, et al. Quantum optical microcombs [J]. Nature Photonics, 2019, 158: 170-179.
- [107] Lu H H, Weiner A M, Lougovski P, et al. Quantum Information Processing With Frequency-Comb Qudits [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2019, **31**: 1858-1861.
- [108] Lee S K, Han N S, Yoon T H, et al. Frequency comb single-photon interferometry [J]. Nature Communications Physics, 2018, 1: 51.
- [109] Kues M, Reimer C, Roztocki P, et al. On-chip generation of high-dimensional entangled quantum states and their coherent control [J]. Nature, 2017, **546**: 622-626.
- [110] Cai Y, Roslund J, Ferrini G, et al. Multimode entanglement in reconfigurable graph states using optical frequency combs [J]. Nature communications, 2017, **8**: 15645.
- [111] Menicucci N C, Loock P V, Gu M, et al. Universal Quantum Computation with Continuous-Variable Cluster States [J]. Physical Review Letters, 2006, **97:** 110501.
- [112] 白欣欣,基于硅基波导的波长转换及相敏参量放大研究[D],中国科学院大学,2016.
- [113] Lin Q, Painter O J, Agrawal G P. Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides: modeling and applications [J]. Optics Express, 2007, 15: 16604-16644.
- [114] 胡晓鸿,微腔内光场的非线性演化机理与克尔光频梳产生理论研究[D],中国科学院大学,2017.
- [115] Chembo Y K, Yu N. Modal expansion approach to optical frequency-comb generation with monolithic whispering gallery-mode resonators [J]. Physical Review A, 2010, 82: 033801.
- [116] Coillet A, Henriet R, Salzenstein P, et al. Time-domain Dynamics and Stability Analysis of Optoelectronic Oscillators based on Whispering Gallery Mode Resonators [J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2013, 19: 600112.

106

- [117] Chembo Y K. Quantum dynamics of Kerr optical frequency combs below and above threshold: Spontaneous four-wave mixing, entanglement, and squeezed states of light [J]. Physics Review A, 2016, 93: 033820.
- [118] Diallo S, Lin G, Chembo Y K. Giant thermooptical relaxation oscillations in millimeter-size whispering gallery mode disk resonators [J]. Optics Letters, 2015, 40: 3834.
- [119] Liu X, Sun C, Xiong B, et al. Broadband tunable microwave photonic phase shifter with low RF power variation in a high-Q AlN microring [J]. Optics Letters, 2016, 41: 3599-3602.
- [120] Peccianti M, Pasquazi A, Park Y, et al. Demonstration of a stable ultrafast laser based on a nonlinear microcavity [J]. Nature Communications, 2012, 3: 765.
- [121] Reimer C, Caspani L, Clerici M, et al. Integrated frequency comb source of heralded single photons [J]. Optics Express, 2014, 22: 6535-6546.
- [122] Agha I H, Okawachi Y, Foster M A, et al. Four-wave-mixing parametric oscillations in dispersion-compensated high-Q silica microspheres [J]. Physical Review A, 2007, 76: 043837.
- [123] Chembo Y K, Yu N. Modal expansion approach to optical-frequency-comb generation with monolithic whispering-gallery-mode resonators [J]. Physical Review A, 2011, **84**: 033801.
- [124] Chembo Y K, Yu N. On the generation of octave-spanning optical frequency combs using monolithic whispering-gallery-mode microresonators [J]. Optics Letters, 2010, 35: 2696-2698.
- [125] Chembo Y K, Strekalov D V, Yu N. Spectrum and dynamics of optical frequency combs generated with monolithic whispering gallery mode resonators [J]. Physical Review Letters, 2010, 104: 103902.
- [126] Matsko A B, Savchenkov A A, Maleki A. Normal group-velocity dispersion Kerr frequency comb [J]. Optics Letters, 2012, 37: 43-45.
- [127] Matsko A B, Savchenkov A A, Liang W, et al. Optical Kerr Frequency Comb Generation in Overmoded Resonators [J]. Optics Express, 2012, 20: 293-296.
- [128] Agha I H, Okawachi Y, Gaeta A L. Theoretical and experimental investigation of broadband cascaded four-wave mixing in high-Q microspheres [J]. Optics Express, 2009, 17: 16209-16215.
- [129] Matsko A B, Savchenkov A A, Liang W, et al. Mode-locked Kerr frequency combs [J].

Optics Letters, 2011, 36: 2845-2847.

- [130] Chembo Y K, Menyuk C R. Spatiotemporal Lugiato-Lefever formalism for Kerr-comb generation in whispering-gallery-mode resonators [J]. Physical Review A, 2013, **87**: 053852.
- [131] Coen S, Erkintalo M. Universal scaling laws of Kerr frequency combs [J]. Optics Letters, 2013, 38: 1790-1792.
- [132] Parra-Rivas P, Gomila D, Matías M A, et al. Dynamics of localized and patterned structures in the Lugiato-Lefever equation determine the stability and shape of optical frequency combs
 [J]. Physical Review A, 2014, 89: 043813.
- [133] Lin Z, Alcorn T, Loncar M, et al. High-efficiency degenerate four-wave mixing in triply resonant nanobeam cavities [J]. Physical Review A, 2014, 89: 053839.
- [134] Godey C, Balakireva I V, Coillet A, et al. Stability analysis of the spatiotemporal Lugiato-Lefever model for Kerr optical frequency combs in the anomalous and normal dispersion regimes [J]. Physical Review A, 2014, 89: 063814.
- [135] Coillet A, Balakireva L, Henriet R, et al. Azimuthal turing patterns, bright and dark cavity solitons in kerr combs generated with whispering-gallery-mode resonators [J]. IEEE Photonics Journal, 2013, 5: 6100409.
- [136] Wabnitz, S. Suppression of interactions in a phase-locked soliton optical memory [J]. Optics Letter, 1993, 18: 601-603.
- [137] Leo F, Coen S, Kockaert P, et al. Temporal cavity solitons in one-dimensional Kerr media as bits in an all-optical buffer [J]. Nature Photonics, 2010, 4: 471-476.
- [138] Lugiato L A, Lefever R. Spatial dissipative structures in passive optical systems [J]. Physical Review Letters, 1987, 58: 2209.
- [139] Turaev D, Vladimirov A G, Zelik S. Long-range interaction and synchronization of oscillating dissipative solitons [J]. Physical Review Letters, 2012, 108: 263906.
- [140] Leo F, Gelens L, Philippe E, et al. Dynamics of one-dimensional Kerr cavity solitons [J].Optics Express, 2013, 21: 9180-9191.
- [141] 马晓欣,基于光纤自发四波混频的关联光子对产生及应用的理论和实验研究[D],天津 大学,2011.
- [142] 李银海,基于自发四波混频的光子纠缠源研究[D],中国科学技术大学,2017.
- [143] Yi X, Vahala K, Li J. Demonstration of a near-IR line-referenced electro-optical laser 108

frequency comb for precision radial velocity measurements in astronomy [J]. Nature Communications, 2016, 7: 10436.

- [144] Salem R, Foster M A, Foster A C. High-speed optical sampling using a silicon-chip temporal magnifier [J]. Optics Express, 2009, 17: 4325-4328.
- [145] Foster M A, Salem R, Geraghty D F. Silicon-chip-based ultrafast optical oscilloscope [J].Nature, 2008, 456: 81-84.
- [146] Jalali B, Solli D R, Gupta S. Silicon's time lens [J]. Nature Photonics, 2009, **3:** 8-10.
- [147] Xie P, Wen Y, Wan Z S, et al. Electrically tunable temporal imaging in a graphene-based waveguide [J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2019, 58: 050914.
- [148] Xie P, Sun Q B, Wang L R, et al. Impact of two-photon absorption and free-carrier ffects on time lens based on four-wave mixing in silicon waveguides [J]. Applied Physics Express, 2018, 11: 082204.
- [149] Salem R, Foster M A, Turner A C, et al. Optical time lens based on four-wave mixing on a silicon chip [J]. Optics Letters, 2008, 33: 1047-1049.
- [150] Pasquazi A, Peccianti M, Park Y W, et al. Sub-picosecond phase-sensitive optical pulse characterization on a chip [J]. Nature Photonics, 2011, 5: 618-922.
- [151] Moss D J, Morandotti R, Gaeta A L, et al. New CMOS-compatible platforms based on silicon nitride and Hydex for nonlinear optics [J]. Nature Photonics, 2013, 7: 597-606.
- [152] Wang Z W, Wang T S, Jia Q S, et al. Triple Brillouin frequency spacing multiwavelength fiber laser with double Brillouin cavities and its application in microwave signal generation
 [J]. Applied Optics, 56: 7419-7425.
- [153] Wu J W, Nakarmi B, Won Y H. Optically tunable microwave, millimeter-wave and submillimeter-wave utilizing single-mode Fabry-Pérot laser diode subject to optical feedback
 [J]. Optics Express, 24: 2655-2662.
- [154] Derickson D J, Helkey R J, Mar A, et al. Microwave and millimeter wave signal generation using mode-locked semiconductor lasers with intra-waveguide saturable absorbers [J]. IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, 1992, 2: 753-756.
- [155] Deng Z C, Yao J P Photonic generation of microwave signal using a rational harmonic mode-locked fiber ring laser [J]. IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques, 2006, 54: 763-767.

- [156] Chen L, Pi Y, Wen H, et al. All optical mm-wave generation by using direct-modulation
 DFB laser and external modulator [J]. Microwave and Optical Technology Letters, 2007, 49:
 1265-1567.
- [157] Wang H, Chan S C, Hsieh S C, et al. Photonic microwave generation and transmission using direction modulation of stably injection-locked semiconductor lasers [J]. Optics Communications, 2011, 284: 3581-3589.
- [158] Fan L, Xia G Q, Chen J J, et al. High-purity 60GHz band millimeter-wave generation based on optically injected semiconductor laser under subharmonic microwave modulation [J]. Optics Express, 2016, 24: 18252-18265.
- [159] Oreilly J J, Lane P M, Heidemann R, et al. Optical generation of very narrow linewidth millimetre wave signals [J]. Electronics Letters, 1992, 28: 2309-2311.
- [160] Chen Y. High-Speed and Wideband Frequency-Hopping Microwave Signal Generation via Switching the Bias Point of an Optical Modulator [J]. IEEE Photonics Journal, 2018, 10: 5500407.
- [161] Yao X S, Maleki L. Optoelectronic oscillator for photonic systems [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1996, 32: 1141-1149.
- [162] Hyodo M and Watanabe M. Optical generation of millimeter-wave signals up to 330 GHz by means of cascadingly phase locking three semiconductor lasers [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2003, 15: 458-460.
- [163] Kjebon O, Schatz R, Lourdudoss S, Nilsson S, et al. 30 GHz direct modulation bandwidth in detuned loaded In GaAsP DBR lasers at 1.55 µm wavelength [J]. Electronics Letters, 1997, 33: 488-489.
- [164] Morton P A, Tanbunek T, Logan R A, et al. Packaged 1.55 μm DFB laser with 25 GHz modulation bandwidth [J]. Electronics Letters, 1994, **30**: 2044-2046.
- [165] Ma J X, Yu J J, Yu C X, et al. Transmission performance of the optical mm-wave generated by double-sideband intensity modulation [J]. Optics Communications, 2007, 280: 317-326.
- [166] Ma J , Yu J J, Yu C X, et al. The influence of fiber dispersion on the code form of the optical mm-wave signal generated by single side band intensity modulation [J]. Optics Communications, 2007, 271: 396-403.

- [167] Ma J, Yu C X, Zhou Z, et al. Optical mm-wave generation by using external modulator based on optical carrier suppression [J]. Optics Communications, 2006, 268: 51-57.
- [168] 宋家争,高重复频率被动锁模掺铒光纤激光器及其噪声特性的研究[D],中国科学院大学,2019.

附录 A 插图与表格索引

- 图 1.1 光频梳的频谱示意图
- 图 1.2 超高品质因子光学微腔的展示图
- 图 1.3 二氧化硅光学微盘中的参量振荡光谱
- 图 1.4 基于二氧化硅光学微盘的光学频率梳
- 图 1.5 低噪光频梳
- 图 1.6 微腔孤子态光频梳
- 图 1.7 量子频率梳
- 图 2.1 典型的微腔光频梳产生实验装置图
- 图 2.2 典型的微腔结构
- 图 2.3 克尔光频梳理论演化图。
- 图 3.1 基于高折射率掺杂玻璃的上下话路型微环谐振腔模型
- 图 3.2 1550nm 光在微环谐振腔中的 TM 模式
- 图 3.3 耦合系数与波导间距的关系曲线
- 图 3.4 高折射率掺杂玻璃微环谐振腔的实物可视图
- 图 3.5 MRR 的封装示意图
- 图 3.6 基于单泵浦的微腔克尔光频梳实验方案示意图
- 图 3.7 基于单泵浦方案的克尔光频梳腔内光场演化光谱图
- 图 3.8 谐振峰扫过泵浦光时, MRR 内功率变化曲线
- 图 3.9 基于辅助光方案的微腔克尔光频梳实验方案示意图
- 图 3.10 泵浦光和辅助光的频率关系。
- 图 3.11 基于辅助光方案的克尔光频梳腔内光场演化光谱图
- 图 3.12 泵浦光逐渐红移时, MRR 内的光频梳功率变化曲线
- 图 3.13 不同类型的孤子晶体频梳光谱图
- 图 3.14 理想孤子晶体的仿真结果
- 图 3.15 理想孤子晶体频梳腔内光场演化图
- 图 3.16 呼吸子频梳腔内光场演化图
- 图 3.17 腔内能量演化图

- 图 3.18 呼吸子频梳的射频域光谱
- 图 3.19 呼吸子频梳频域光谱和射频光谱的演化
- 图 3.21 量子频梳实验原理图。
- 图 3.22 不同泵浦功率下的符合计数情况.
- 图 4.1 已报道的光频梳采样方案原理图
- 图 4.2 微腔孤子光频梳采样方案原理图
- 图 4.3 单孤子态光频梳光谱图
- 图 4.4 单孤子态和双孤子态的采样测量
- 图 4.5 三孤子态和四孤子态的采样测量
- 图 4.6 时域成像原理图
- 图 4.7 基于四波混频效应的时域成像系统原理图
- 图 4.8 多脉冲信号时域放大仿真结果图
- 图 4.9 基于时域成像系统对光频梳测量的实验原理图
- 图 4.10 单孤子态的光谱图和时域图
- 图 4.11 双孤子态的光谱图和时域图
- 图 4.12 三孤子态的光谱图和时域图
- 图 4.13 腔内的孤子实时位移图
- 图 4.14 孤子的湮灭产生单孤子
- 图 4.15 腔内孤子的反向演化
- 图 5.1 光外差法生微波信号原理
- 图 5.2 光频梳生微波信号方案示意图
- 图 5.3 微腔光频梳光谱图
- 图 5.4 基于光频梳生成的微波信号
- 图 5.5 微波信号的相位噪声功率谱密度
- 图 5.6 可调谐微波信号产生方案示意图
- 图 5.7 基于分频器实现的可调谐微波信号
- 图 5.8 级联双光梳实验方案示意图
- 图 5.9 级联双环产生的理想孤子晶体光谱图及产生的微波信号
- 图 5.10 并联双光梳实验方案示意图

- 图 5.11 并联双环产生的理想孤子晶体光谱图及产生的微波信号
- 图 5.12 延时自外差法的原理示意图
- 图 5.13 两种方案的环 2 输出信号线宽测试结果
- 图 5.14 单孤子态双光梳实验原理图
- 图 5.15 单孤子光谱图及产生的射频信号
- 表 5.1 基于不同方案的微波信号频率及相位噪声的对比

附录 B 缩略词

QPSK	正交相移键控调制
CMOS	互补金属氧化物半导体
NLSE	非线性薛定谔方程
LD	激光二极管
FPC	尾纤型偏振控制器
OSA	光谱分析仪
MRR	微环谐振腔
LLE	Lugiato-Lefever 方程
FSR	自由光谱范围
CW	连续光
EDFA	掺铒光纤放大器
TEC	温度控制器
ESA	频谱分析仪
DWDM	密集波分复用器
SNSPD	单光子探测器
DM	色散模块
FWM	四波混频
BPF	带通滤波器
DCM	色散补偿模块
WS	波形整形器
TDEM	三阶色散补偿模块
PD	光电探测器
AOM	声光调制器
ECDL	外腔半导体激光器
FD	分频器

致 谢

博士生涯,再见!

我很高兴在这段学习生涯中遇到了我的导师王屹山、张文富研究员,二位导师包容的心态、严谨的科研思维都深深影响了我,科研上的点滴成长都离不开二 位导师的指导;同时对王伟强、孙启兵副研究员在课题理论与实验上的精心指导 与帮助及王信宇、刘阳博士等对我科研上的支持表达由衷的感谢;

感谢研究生部李晋芳、赵萍、张雯、秦伟誉、孙文、朱家芹,瞬态室范文慧、 李萍等老师对我学习和生活上的支持;感谢娄睿、唐书奎等同学对我生活上的关 心与帮助;

感谢华中科技大学陈燎、赵延菁博士等在测量实验上提供的支持与帮助;

感谢 Shannon Chang 博士、林芃博士等在我留学 MIT 期间,对我科研工作 的支持与帮助;

我要感谢我的家人,所有的成长都离不开来自家庭的教育与影响,生长在一 个和睦温暖的家庭,我感到很幸运。在成长的道路上,培养了我独立思考的习惯 和面对未知世界的勇气,也埋下了家国情怀的种子。正是这样,我找到了奋斗一 生的意义和生活的幸福感。

我要感谢曾经的自己,谢谢他用勤奋和努力去诠释了这段时光,才使得此刻 的我能心满意足地告别这段岁月。这段时光的点点滴滴,会在我未来一生的回忆 里占据多少分量,还无从知晓,但我感到很幸运,在最好的年纪,与雁栖湖、西 部大道、查尔斯河有这么一场相遇。

追最美的梦,做有理想的人;

遥望未来,星辰大海;

眺望远方,只觉得真好。

谢 鹏 2020年9月

119

作者简介及在学期间发表的学术论文与研究成果

作者简历:

2015年9月——2020年9月,在中国科学院大学获攻读博士学位 2018年9月——2019年9月,在美国麻省理工学院联合培养(国家公派)

已发表(或正式接收)的学术论文:

- Xie P, Sun Q B, Wang L R, et al. Impact of two-photon absorption and free-carrier effects on time lens based on four-wave mixing in silicon waveguides [J]. Applied Physics Express, 2018, 11: 082204.
- Xie P, Wan Z S, Wang X Y, et al. Electrically tunable temporal imaging in a graphene-based waveguide [J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2019, 58: 050914.
- Xie P, Liu J, Wan Z, et al. Influences of second-order and third-order dispersion on spectral properties of mid-infrared wavelength conversion in silicon nitride waveguides [J]. Modern Physics Letter B, 2019, 33:1950241.
- 4. Xie P, Wan Z S, Wang Y S, et al. Influence of group velocity dispersion on ultrafast pulse shaping in time lens [J]. Physica Scripta, 2019, 94: 125503.
- Xie P, Xue M T, Wen Y, et al. Unveiling electrically tunable characteristics of second-order dispersion in graphene-silicon nitride waveguides [J]. Modern Physics Letter B, 2019, 33:1950053.
- Lu Z Z, Wang W Q, Zhang W F, Liu M L, Wang L R, Chu S T, Little B E, Zhao J G, Xie P, Wang X Y, and Zhao W. Raman self-frequency-shift of soliton crystal in a high index doped silica micro-ring resonator [J]. Optical Materials Express, 2018, 8: 2662-2669.
- Meng Y, Hu F T, Liu Z T, Xie P, Shen Y J, Xiao Q, Fu X, Gong M L. Chip-integrated metasurface for versatile and multi-wavelength control of light couplings with independent phase and arbitrary polarization [J]. Optics Express, 2019, 27:16425-16438.
- Guo L J, Wang L R, Sun Q B, Liu M L, Wang G X, Wang W Q, Xie P, Fang W C, Zhao W. Mid-infrared dual-comb generation via the XPM effect in a

normal-dispersion microcavity [J]. Applied Optics, 2020, 59: 2101-2107

获奖情况:

国家公派留学资格(国家留学基金委)

中国科学院院长奖学金优秀奖

博士研究生国家奖学金

博士研究生学业一等奖学金

祖同奖学金特别奖

朱李月华优秀博士生奖

三好学生、优秀学生干部、优秀志愿者、十佳记者