

《物理学报》创刊 90 周年

微腔光梳的产生、发展及应用*

金星 肖莘宇 龚旗煌 杨起帆†

(北京大学物理学院, 人工微结构与介观物理国家重点实验室, 北京 100871)

(2023 年 11 月 16 日收到; 2023 年 12 月 1 日收到修改稿)

光频梳提供了光波和微波相干链接的桥梁, 它的诞生革命性地提高了人们对于光学频率和时间的测量精度, 深刻影响着当今世界科技的发展. 最早的光频梳产生于锁模激光器系统, 然而基于锁模激光器的光梳, 因其系统复杂、体积庞大和价格高昂, 一般仅限于实验室应用. 近年来一种新型光频梳应运而生, 并有望解决上述问题. 它是通过连续激光耦合进入高品质光学微腔而激发的, 在频域上通过四波混频产生等间距的频率分量, 在时域上则利用非线性效应平衡微腔色散而形成锁模, 这种新型光频梳被称为“微腔光梳”. 相比于传统光梳, 微腔光梳有着尺寸小、可集成、功耗低和重频范围大等优势, 它的出现标志着产生光梳迈向芯片级尺寸的时代, 并引起了科学界和工业界越来越多的关注. 本文首先概述了微腔光梳的产生与发展历程, 随后介绍微腔光梳在实际应用方面取得的进展, 最后对微腔光梳当前的问题进行总结, 并对未来发展进行展望.

关键词: 光频梳, 光学微腔, 微腔光梳, 光孤子**PACS:** 42.65.-k, 42.65.Tg, 42.82.-m**DOI:** 10.7498/aps.72.20231816

1 引言

电磁波与人类的生活密切相关, 过去几个世纪以来, 人类对电磁波的研究和利用推动了世界科技的发展, 大大改变了人们的生活方式. 微波技术的发展使得无线通信成为现实, 改变了人们的沟通方式, 也进一步促进了移动互联网技术的诞生, 现如今微波已广泛应用于信息传输、卫星定位和雷达等领域. 不断进步的激光技术不仅大大丰富了基础研究的内容, 使得人们能够更好地研究光与物质的相互作用, 催生了量子信息、激光强场物理等一大批前沿学科, 也广泛应用于工业装备制造、医学诊断与治疗等实际应用领域. 然而仅仅在几十年以前, 微波和光波仍旧是两个独立发展的领域, 光波(百太赫兹数量级)的振荡频率远远高于微波(兆赫兹到千兆赫兹量级), 这阻碍了它们之间的沟通与联

系. 最早相干链接微波和光波的尝试起源于 50 年前的“频率链”, 即利用一系列的倍频电路以及倍频晶体不断地将电学参考信号倍频到光频, 建立频率标准链接微波与光波^[1,2]. 然而这一系统不仅体积庞大、功耗高, 而且造价高昂, 难以大规模推广应用, 直到 20 年前光学频率梳(简称光频梳或者光梳)的出现, 才很好地解决了微波和光波相干链接的问题^[3,4].

如图 1 所示, 光频梳在频域上是一系列等频率间隔的相干谱线, 可以类比于频域上的梳子梳齿或尺子的刻度线, 在时域上则是等时间间隔且相位锁定的脉冲序列. 由于梳齿之间频率等间隔的关系, 在频域上光频梳第 m 根梳齿的频率 f_m 可以表示为

$$f_m = f_0 + mf_r, \quad (1)$$

其中 f_r 为光频梳的重频频率, 也对应着时域上脉冲序列间隔的倒数. 而 f_0 则称为载波偏移频率, 对应着相邻脉冲的相位差, 是由于脉冲传播的群速度和

* 国家重点研发计划(批准号: 2021YFB2800601)、北京市自然科学基金(批准号: Z210004)和国家自然科学基金(92150108)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: leonardoyoung@pku.edu.cn

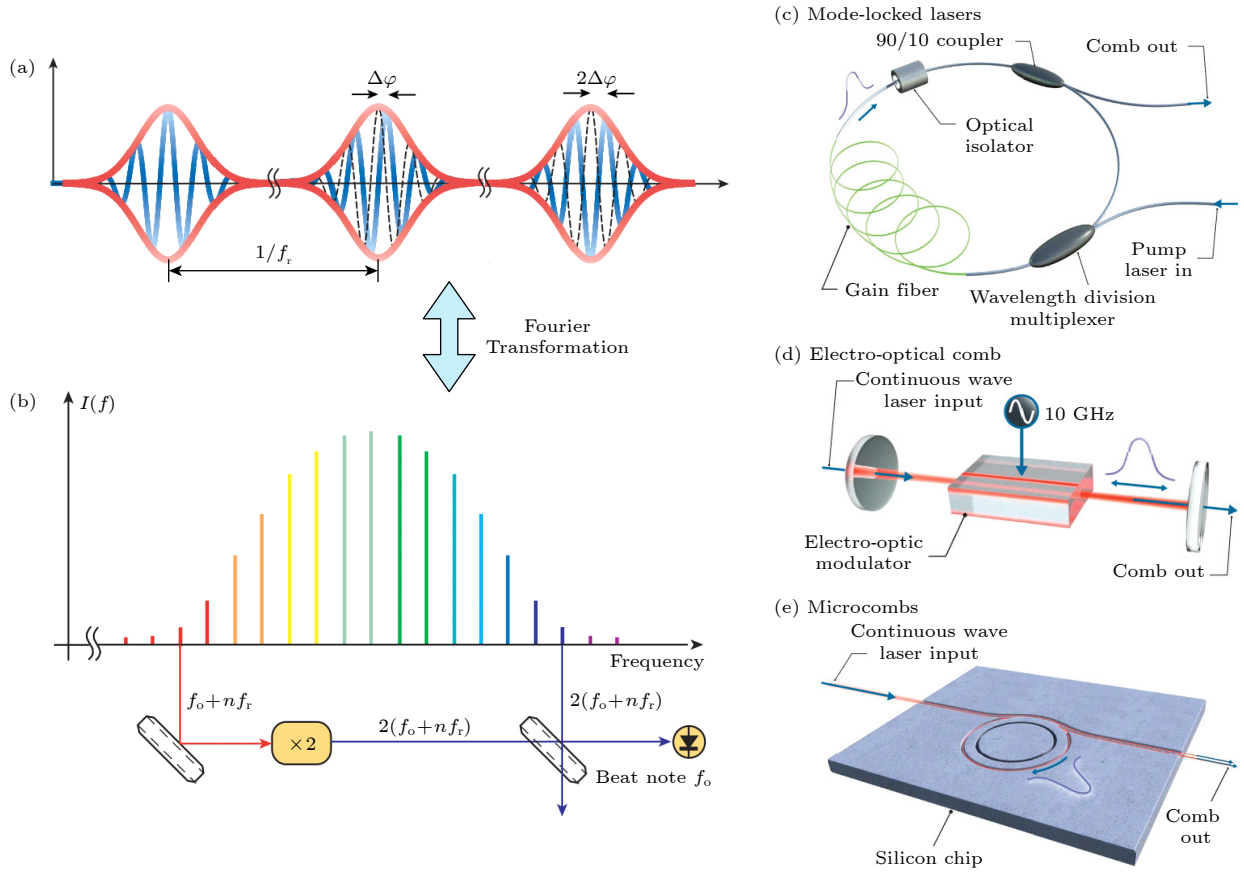


图 1 光学频率梳简介^[5,6] (a) 光学频率梳时域波形图, 相邻脉冲之间的时间间隔与相位偏移分别对应光梳重频频率 f_r 与载波偏移频率 f_0 ; (b) 光频梳频谱图与 $f-2f$ 自参考示意图, 第 n 根梳齿经过二倍频后与第 $2n$ 根梳齿拍频即可得到载波偏移频率 f_0 ; (c)–(e) 锁模光纤激光器、电光频梳与微腔光梳示意图

Fig. 1. An introduction to optical frequency comb^[5,6]: (a) Temporal waveform of optical frequency comb, the time interval and phase shift between adjacent pulses correspond to the repetition rate f_r and the carrier frequency offset f_0 of the optical frequency comb; (b) optical spectra of the optical frequency comb and schematic diagram of $f-2f$ self-reference, the carrier offset frequency f_0 can be obtained by doubling the frequency of the n th comb line and then beating with the $2n$ -th comb tooth; (c) schematic diagram of mode-locked fiber laser, electro-optical comb and microcombs.

相速度不匹配导致的^[5]. 从 (1) 式可以看出, 光频梳的标定需要精密测量 f_r 和 f_0 两个参数. f_r 的测量较为简单, 只需将光频梳耦合到光电探测器上即可得到梳齿之间的拍频信号, 用电子仪器精密测量即可得到重频频率. f_0 的测量则较为复杂, 需要利用 $f-2f$ 自参考法^[5], 即将光梳的第 n 根梳齿经过倍频晶体倍频, 随后与第 $2n$ 根梳齿拍频即可得到 f_0 , 从上述测量过程可以看出 f_0 的测量需要光梳光谱宽跨倍频程 (即谱线最大频率至少是最小频率的 2 倍).

由于 f_r 和 f_0 一般都在微波波段, 而光梳梳齿频率则在光波波段, 因此光频梳建立了微波和光波相干链接的桥梁^[6]. 光频梳使得光频的精密测量成为可能, 只需利用光谱仪或波长计粗测激光频率, 再将待测激光与光频梳一起耦合到光电探测器上探测待测激光与最邻近梳齿的拍频, 即可推算出待

测激光的精确频率^[7,8]. 将光频梳的重频和载波偏移频率锁定在微波源上可以完成任意频率的光学频率合成^[9,10]; 将光频梳锁定在超稳激光上可以将超稳激光的稳定性传递到光梳重频上, 完成光学频率分频; 此外, 锁定后的光频梳还可以相干地联系光谱范围内所有光波^[11–13]. 由于光频梳的重要研究价值及其在精密测量方面的应用成果, 这一领域的两位重要开拓者德国马克斯普朗克研究所的 T. Hansch 和美国国家标准技术研究所的 J. Hall 获得了 2005 年的诺贝尔物理学奖^[14,15].

光学频率梳最早产生于锁模激光器系统^[16–18], 早期的锁模激光器采用的是体光学元件, 系统复杂, 体积庞大, 基本仅限于实验室应用. 而近年来光纤激光器的发展则大大减小了系统体积, 然而光纤腔一般自由光谱范围较小, 产生的光梳重频范围也较小, 且在能耗、价格方面也存在局限性. 除此

之外, 还可以通过相位调制器产生光频梳, 即利用多个电光调制器级联调制一束激光的相位与振幅产生一系列等频率间隔的边带形成光梳, 这一光梳被称为电光频梳^[19,20], 电光频梳一般具有良好的频谱平坦性, 但其频谱范围较窄且需要高功率微波驱动, 整体造价也较为高昂. 微腔光梳则是近年来新发现的一种光频梳, 如图 2 所示, 它是通过连续激光泵浦高品质因子 (Q 值) 光学微腔而产生的, 在频域上是利用四波混频的非线性效应产生等间隔边带, 而在时域上则是由于增益与损耗、色散和非线性双重平衡形成光孤子而达到锁模^[21,22]. 微腔光梳既可在反常群速度色散微腔中产生, 也可在正常群速度色散微腔中产生, 前者被称为亮孤子光梳^[23], 后者则被称为暗脉冲或者平顶孤子光梳^[24-26], 其时域波形如图 2(d) 所示. 微腔光梳的诞生使得产生光梳可以在芯片级的尺度上完成, 同时降低了产生光梳所需的功耗, 由于集成微腔的制备与现有的 CMOS 技术兼容, 非常适合大规模制备, 因此微腔光梳具有很大的应用潜力与市场前景, 目前吸引了学术界和产业界的极大兴趣.

2 微腔光梳的产生

微腔光梳的产生历史可以追溯到 2004 年, 人们用激光泵浦高品质光学微腔产生了光学参量振荡

现象^[27,28], 然而由于仅产生了少数几根边带, 难以称为光梳. 2007 年, Kippenberg 课题组^[29]在微腔中泵浦产生了数十根等频率间隔边带, 微腔光梳才初见端倪, 但此时的光梳并未达到锁模. 一直到 2013 年, Kippenberg 组的 Herr 等^[23]使用快速扫描激光频率的方法在高品质因子 MgF_2 微腔中产生了孤子脉冲, 才得到了锁模的微腔光梳. 微腔光梳产生的理论模型可以用 Lugiato-Lefever 方程 (Lugiato-Lefever equation, LLE) 描述:

$$\frac{\partial A(\phi, T)}{\partial T} = \frac{iD_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \phi^2} + ig|A|^2 A - i\delta\omega A - \frac{\kappa}{2} A + f, \quad (2)$$

其中 A 为群速度参考系下的腔内脉冲包络, D_2 和 κ 分别表示微腔的二阶色散和耗散, g 为微腔的克尔非线性系数, $\delta\omega$ 表示泵浦模式和泵浦激光的失谐, f 则是泵浦项. 基于这个方程, 可以对孤子动力学进行理论分析以及数值仿真. 对于亮孤子光梳已经有较为完备的理论解:

$$A = \sqrt{\frac{2\delta\omega}{g}} \text{sech}\left(\phi \sqrt{\frac{2\delta\omega}{D_2}}\right) e^{i\varphi}, \quad (3)$$

其中 φ 为孤子与泵浦背景场的相位差, 由 (3) 式可以看到, 亮孤子的高度由失谐决定, 脉宽由微腔色散和失谐共同决定, 在失谐较大和微腔色散较小的情况下, 孤子脉冲宽度更窄, 对应的频谱范围也

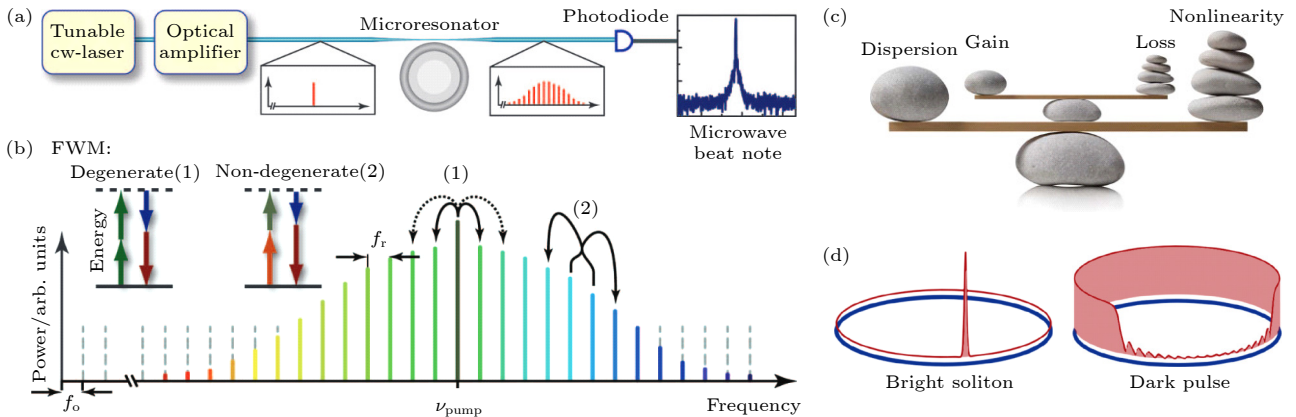


图 2 微腔光梳产生的装置和原理图^[21,22,24]: (a) 产生微腔光梳的实验装置图, 连续可调激光经过放大器放大后泵浦微腔产生光梳, 同时用光电探测器探测拍频信号; (b) 微腔光梳产生的频域原理图, 泵浦激光经过简并和非简并四波混频产生一系列等间隔的边带; (c) 孤子锁模原理图, 孤子脉冲由于增益与损耗、色散和非线性之间的双重平衡而保持稳态; (d) 亮孤子 (左) 和暗脉冲 (右) 的时域波形图

Fig. 2. The device and schematic diagram of microcombs generation^[21,22,24]: (a) Experimental setup for generating microcombs, tunable continuously laser pumps the microresonators to generate microcombs, at the same time, a photodetector is used to detect the beat frequency signal; (b) schematic diagram for microcombs generation in frequency domain, the pump laser produces a series of equally spaced sidebands through degenerate and non-degenerate four-wave mixing process; (c) schematic diagram of soliton mode-locking, the soliton pulse remains stable due to a double balance between gain and loss, dispersion and nonlinearity; (d) temporal waveform of bright soliton (left) and dark pulse (right).

越大. 对于暗脉冲光梳, 目前则缺乏很好的理论解析解, 更多借助数值模拟对其进行研究.

微腔光梳产生的具体过程如图 3(a) 所示^[23,30], 在泵浦激光从腔模的蓝失谐向红失谐扫频过程中, 首先会进入“初级梳”, 其频谱图和时域波形如图 3(b) 第一个态所示. 随后光谱会不断展宽, 同时时域波形发生剧烈变化, 对应腔内功率也会有较大的扰动, 系统进入调制不稳定或者混沌态. 随着扫频的继续进行, 腔内功率会陡降并呈现台阶状变化, 此时标志着进入孤子态. 系统从混沌态进入孤子态产生的孤子数量是随机的, 腔内功率台阶状变化对应的则是扫频过程中孤子湮灭的过程. 继续扫频, 孤子最终会由于失谐过大而消失, 孤子台阶的长度与泵浦功率密切相关.

然而实验上产生稳定的孤子态却并非易事, 主要的困难在于存在热效应的影响. 在扫频过程中随着腔内功率增大, 微腔的温度也随之升高, 由于制

备微腔的大部分材料平台都具有正的热折变系数, 因此腔模会发生红移, 在此过程中激光频率将会不断追逐腔模, 形成一个三角形形状的透射谱^[31]. 但当系统从混沌态进入到孤子态过程中, 腔内功率将会陡降, 与此同时也会导致腔模迅速蓝移, 激光和腔模之间的失谐迅速增大, 由于孤子台阶长度有限, 陡然增大的失谐会使系统脱离台阶, 因此系统很难稳定地达到孤子态.

实验上要克服热效应的影响通常采用以下几种方法. 对于热效应不怎么显著的微腔, 可以通过快速扫频来实现, 由于微腔的热响应一般较慢, 当激光扫频速度足够快时, 腔内光场可以在微腔被加热之前到达孤子态. 2013 年, Herr 等^[23]就是通过快速扫频的方法在 MgF_2 微腔中产生了锁模的孤子光梳. 快速扫频法操作简单, 实验装置简单, 但一般仅适用于本身热效应较小的平台体系, 对于热效应较大的材料则较难适用. 此外还可以使用

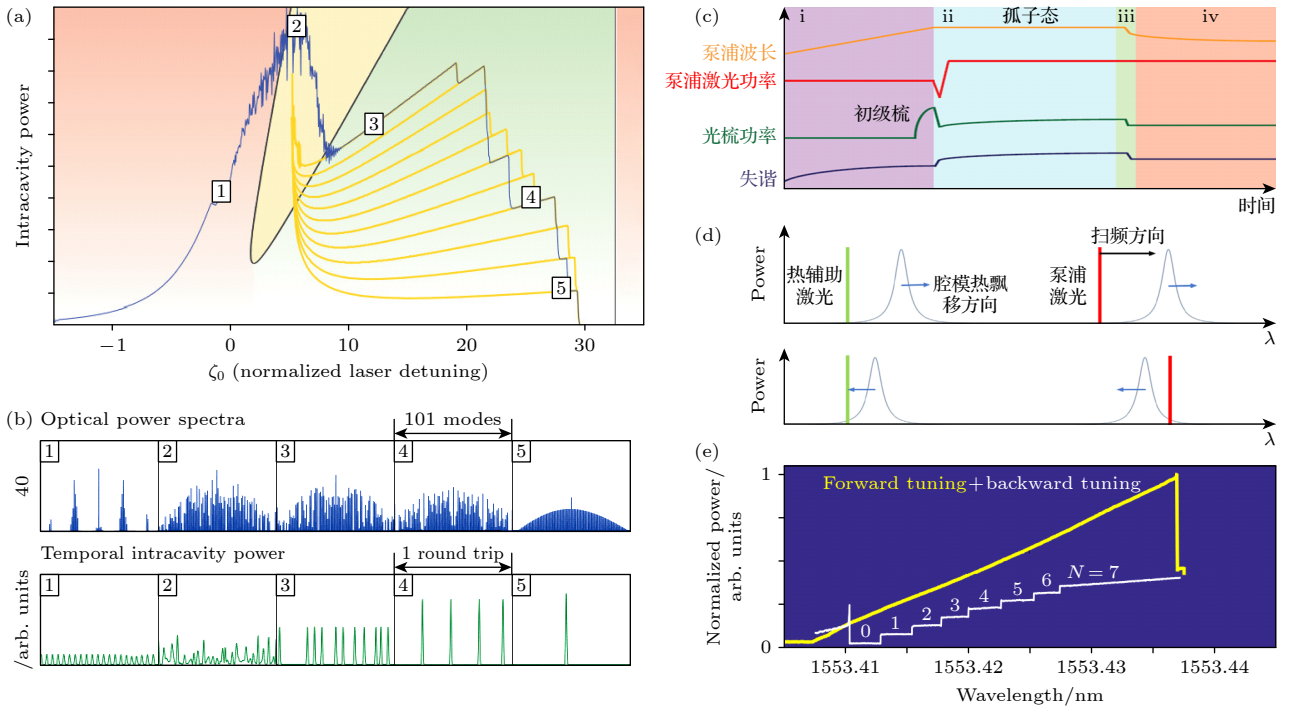


图 3 微腔光梳的产生过程^[23,33,40] (a) 泵浦激光由腔模蓝失谐向红失谐扫频过程中腔内光场总功率演化过程, 不同颜色区域代表腔内光场处于不同的态, 其中绿色区域为孤子存在区域, 黄色为呼吸子区域, 红色区域孤子不能存在; (b) 图 (a) 中标注的不同状态区域腔内光场分布及对应光谱图; (c) “功率踢”方法产生孤子光梳激光器频率与功率、光梳功率以及激光与腔模失谐时序变化图; (d) 热辅助激光稳定微腔温度原理图; (e) 反向扫频方法产生单孤子光梳原理示意图

Fig. 3. Generation process of microcombs^[23,33,40]: (a) The intracavity power's evolution process during pump laser frequency scanning from the blue to red detuning of the cavity mode, various color regions represent different states of the optical field within the cavity, the green region is the solitons-existing region, the yellow region is the breathers' region, and the red region is the region where solitons cannot exist; (b) temporal intracavity power and optical power spectra of different state regions marked in Fig. (a); (c) timing series of the pump laser frequency and power, optical frequency comb power and the detuning between the pump laser and cavity mode in power kick method; (d) schematic diagram of thermal assisted laser stabilizing temperature of the microresonator; (e) schematic diagram of generating single-soliton optical frequency comb by backward tuning method.

“功率踢”的方法来克服热效应影响^[32,33]. “功率踢”法需要借助声光调制器来实现, 它的时序过程如图 3(c)所示, 大致可以分为 4 个阶段: 第 1 阶段, 泵浦激光从蓝失谐扫频进入腔模, 腔内光场功率不断增大; 第 2 阶段, 利用声光调制器调节泵浦激光的功率, 使得泵浦激光功率先降低诱导孤子产生, 随后迅速升高来补偿腔内功率下降稳定住腔内温度使得孤子能够稳定存在; 第 3 阶段, 打开锁定伺服系统, 通过反馈泵浦激光器的频率来锁定孤子的功率; 第 4 阶段, 泵浦激光和腔模的失谐被完全锁定, 孤子能够长期稳定存在. 这一方法对时序的控制较为严格, 且由于声光调制器响应带宽有限, 一般适用于腔内光子寿命较长即高品质因子的微腔中产生光梳. 除此之外, 热辅助光法也是一种较为常见的稳定产生光梳的方法^[34,35]. 其原理如图 3(d)所示, 实验上在泵浦激光相反的方向打一束热辅助激光耦合进微腔中, 热辅助激光处于某一个腔模的蓝失谐区域. 当泵浦激光开始扫频微腔被加热时, 腔模会红移, 与此同时热辅助激光耦合进微腔的功率降低, 微腔被冷却, 当腔内光场达到孤子态时, 腔内光场功率下降腔模蓝移, 热辅助激光耦合进微腔的功率增大, 加热微腔稳定微腔的温度. 2019 年, Zhou 等^[34]就是采用热辅助光法在集成氮化硅微腔中产生了孤子光梳, 并观察到了确定性孤子产生现象. 热辅助光法虽然较为适用, 但系统较为复杂, 需要第 2 台激光器, 此外由于反向传播的热辅助激光在腔内也会产生梳齿, 经过微腔侧壁背向散射和孤子光梳一起耦合出来, 因此出射光梳光场不太纯净, 光梳产生后如何撤去热辅助激光是将来需要解决的问题. 除了利用热辅助激光之外, 还可以通过一些常用的热补偿方案, 例如使用电光调制器调制泵浦激光产生边带, 利用调制边带进行热稳定^[36,37], 这种方法原理和热辅助光法一致, 但不需要第 2 套激光器.

微腔光梳还可通过扫描腔模频率来产生^[38,39], 一般是通过热调谐腔模来实现的. 本质上讲扫描腔模和激光频率是相互等效的, 扫描腔模的优势在于固定频率的激光器一般噪声较低, 产生光梳的噪声水平也较低. 由于单孤子对应的频谱包络较为光滑整齐, 且在光电探测器上探测到的拍频信号信噪比较高, 因此实验上一般倾向于产生单孤子态, 这通常是通过反向扫频来实现. 具体操作如图 3(e)所示, 当产生多孤子态后缓慢反向扫频, 由于热效应的影响, 孤子数量将会逐渐减小最终达到单孤子态^[40].

反向扫频是目前实验上使用最为普遍的由多孤子态达到单孤子态的方法.

除了上文提到的扫频法之外, 微腔光梳还可以通过自注入锁定法产生. 如图 4(a)所示, 自注入锁定法激光器和微腔之间没有光隔离器, 入射到微腔的光场会在微腔侧壁上经过瑞利散射形成背向传播的光场沿原路返回, 反馈激光器腔内光场^[41]. 当激光器初始失谐在一定范围内且满足相应的反馈相位条件时, 系统会沿着图 4(b)中的黑色动力学曲线自动达到孤子态, 实现如图 4(c)所示的微腔光梳“启钥”式启动. 目前人们已经通过自注入锁定的方法在集成氮化硅微腔中产生了亮孤子^[41,42]和暗脉冲光梳^[43,44]. 相较于扫频法, 自注入锁定法不仅简化了产生光梳的过程, 还减少了对调控激光扫频等电子器件的需求, 但自注入锁定法对于反馈相位条件要求较为严格, 这也给芯片的封装增加了难度.

目前为止, 人们通过扫频法已经在氮化硅(Si_3N_4)^[38,45-47]、二氧化硅(SiO_2)^[48-51]、硅(Si)^[52]、碳化硅(SiC)^[53]、铌酸锂(LiNbO_3)^[54,55]、氮化铝(AlN)^[56]、铝镓砷(AlGaAs)^[57,58]、氟化镁(MgF_2)^[23,59]和五氧化二钽(Ta_2O_5)^[60]等材料平台的微腔里产生了微腔光梳, 这些材料平台的微腔图片如图 5 所示, 它们都具有各自独特的优势. 氮化硅可以在近红外光谱中提供宽阔的透明窗口, 同时具有较低的色散, 有利于孤子的产生, 最重要的是氮化硅与集成光子学兼容, 允许在单个芯片上集成多个组件, 也方便进行色散设计, 目前已经成为最主流的微腔光梳材料平台之一. 铌酸锂具有较高的非线性系数, 适用于高效率克尔孤子生成, 可在较宽的波长范围内工作, 同时铌酸锂最大的特点是其具有很强的电光效应, 可以外部施加电压对光梳进行调控. 2019 年, He 等^[54]通过单片高 Q 值铌酸锂谐振器, 在同一腔内观察到孤子谱的直接倍频, 同时实现了基于铌酸锂光折变效应的孤子锁模过程自启动及孤子状态的双向切换. 铝镓砷也具备非常高的克尔非线性系数, 适合用来产生低阈值、高效率的光梳. 2020 年, Chang 等^[58]制备的铝镓砷微腔, 其产生光梳的阈值功率仅为 $36\ \mu\text{W}$. 二氧化硅和氟化镁平台的特点是 Q 值很高, 例如 Yao 等^[49]制备的二氧化硅微棒腔其 Q 值高达 4×10^9 , 产生光梳仅需要百微瓦级的功率, 但缺点是难以进行片上的集成. 随着微腔加工技术的进步, 光学微腔的品质因子不断提高, 以及高非线性系数材料平台的运用, 产生微腔光梳需要的泵浦激光功率越来越低, 亚毫瓦的

泵浦功率下产生微腔光梳已经在实验上实现^[49,58,61], 这大大降低了微腔光梳的功耗. 异质集成技术也使得全片上的微腔光梳成为可能, 电泵浦的全片上微

腔光梳已经在实验上得到实现^[62]. 自注入锁定技术更是简化了微腔光梳产生过程^[41,43], 使得微腔光梳的大规模生产制备成为可能.

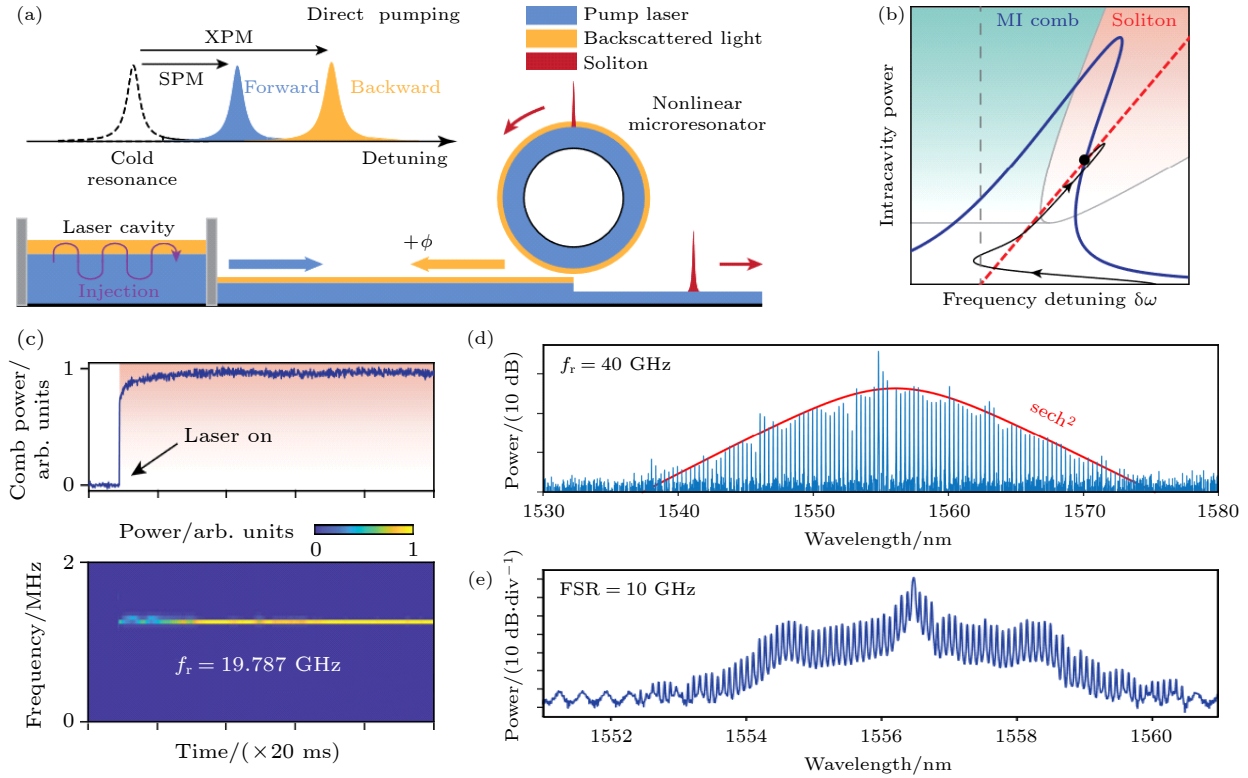


图 4 自注入锁定方法产生微腔光梳^[41,43] (a) 自注入锁定原理示意图, 激光器与微腔之间没有光隔离器, 微腔散射的光可以原路返回激光器腔中反馈腔内光场; (b) 自注入锁定过程相图以及动力学曲线, 红色为孤子光梳存在区域, 绿色为调制不稳定态区域, 黑色的线为自注入锁定过程态的演化轨迹; (c) 自注入锁定过程光梳功率与拍频信号演化过程; (d), (e) 自注入锁定产生的亮孤子光梳和暗脉冲光梳频谱图

Fig. 4. Generate microcombs via self-injection locking^[41,43]: (a) Schematic diagram of self-injection locking, there is no optical isolator between the laser and the microresonator, the light scattered by the microresonator can return to the laser cavity in the original path to feedback the light field in the laser cavity; (b) phase diagram and dynamic curve of self-injection locking, the red region is the soliton-existing region, and the green region is modulation instability region, the black curve is the evolution trajectory of self-injection locking; (c) the evolution of comb line power and beat note signal in self-injection locking process; (d), (e) the optical spectra of bright soliton and dark pulse optical frequency comb generated by self-injection locking method.

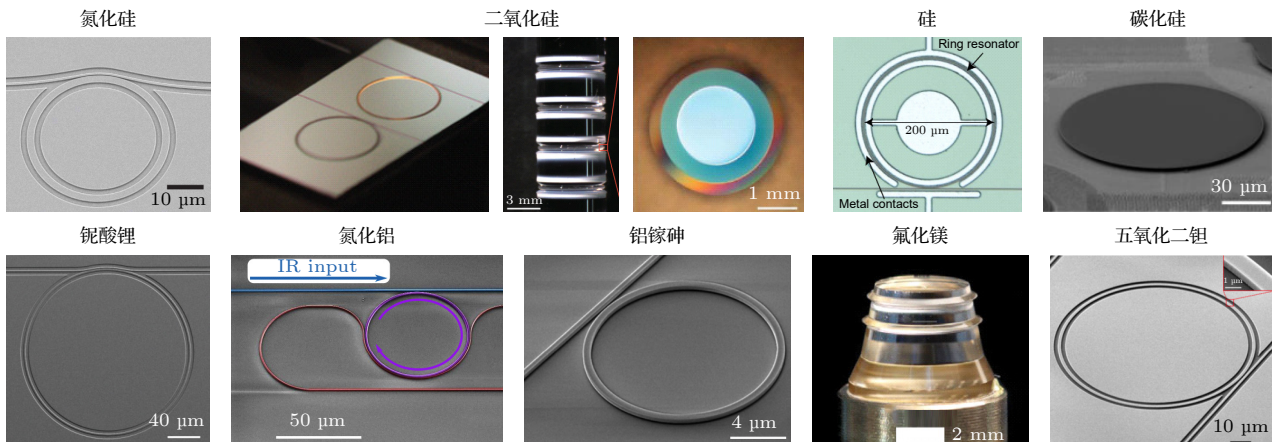


图 5 产生微腔光梳的各种材料平台^[46,49-54,58-60]

Fig. 5. Various material platforms to generate microcombs^[46,49-54,58-60].

3 微腔光梳的发展

微腔光梳的频谱宽度、效率、平坦性和噪声对微腔光梳的许多实际应用十分重要, 本节将综述微腔光梳在上述几个方面取得的进展.

3.1 微腔光梳的频谱宽度

频谱宽度是微腔光梳很重要的一个性能指标, 拓展微腔光梳的频谱范围对于光谱测量、光钟等方面的应用有着重要价值, 实验中一般是借助色散波来拓展微腔光梳的频谱范围. 若只考虑二阶色散, 则微腔模式和梳齿的失谐会随着远离泵浦而增大, 因此亮孤子光梳梳齿功率会往频谱两边衰减, 这限制了微腔光梳频谱的展宽. 若有高阶色散或模式交叉的参与, 则微腔模式会偏离二阶色散曲线, 若在某个位置微腔模式和光梳梳齿非常靠近则会形成

色散波^[45,63,64]. 图 6(b), (c) 显示了高阶色散产生带色散波光梳的频谱图, 色散波大大展宽了光梳的频谱范围. 实验上若要优化色散波对光梳频谱的展宽效果则需要进行很好的色散设计, 具体是通过设计微腔横截面的尺寸以及微腔的材料平台来实现的. 除此之外还可以利用耦合腔, 借助不同微腔之间模式的耦合造成特定位置的模式偏移来设计色散波, 这种方法可以赋予系统更多的设计自由度^[65].

由于亮孤子脉冲的频谱宽度是与微腔的色散呈负相关的, 因此零色散微腔也能拓展光梳的谱宽, 然而零色散微腔一般很难直接泵浦产生孤子, 实验上一般采用脉冲泵浦的方案^[66]. 此外, 频谱转移的方法也可以用来产生宽谱的微腔光梳, 具体过程是先用一束泵浦激光产生第 1 套光梳, 随后再将第 2 束泵浦激光耦合进入微腔, 利用第 2 束泵浦激光和第 1 套光梳梳齿之间的四波混频效应产生第 2 套光梳, 在一定色散条件下第 2 套光梳系统的频

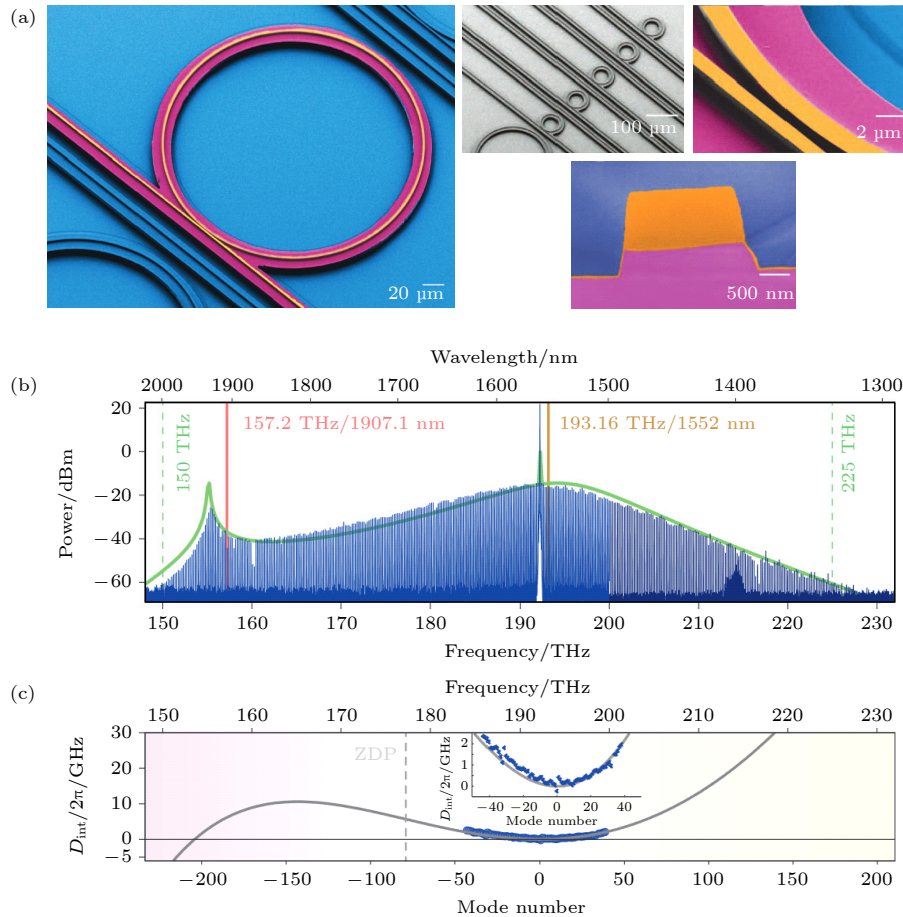


图 6 微腔光梳的频谱宽度^[45] (a) 集成氮化硅微腔扫描电子显微镜及其横截面图像; (b) 利用色散波来拓展微腔光梳频谱宽度, 1930 nm 处的色散波大大拓宽了频谱范围; (c) 图 (a) 中腔的集成色散

Fig. 6. The spectra bandwidth of microcombs^[45]: (a) The scanning electron microscopy images and cross section of integrated Si_3N_4 microresonator; (b) expand the bandwidth of microcombs using dispersive waves, the dispersive waves located at 1930 nm greatly broaden the spectrum range; (c) integrated dispersion of the microresonator in Fig. (a).

谱宽度可以被大大拓宽. 2021 年, Moille 等^[67]采用这种方法在集成氮化硅微腔中产生了 1.6 倍频程的光梳. 这一方案虽然大大拓宽了光梳的频谱宽度, 然而整个系统较为复杂, 将单套光梳系统做到频谱跨倍频程仍然是未来的发展方向. 此外, 产生宽谱的微腔光梳还需要合理地设计波导和微腔之间的耦合结构, 使得腔内的光梳谱线能够在较大的带宽高效地耦合出来. 2020 年, Chen 等^[68]在二氧化硅变形腔中产生光梳, 利用混沌通道实现频谱跨两个倍频程光梳的耦合便提供了一种宽带耦合思路.

3.2 微腔光梳的效率

微腔光梳的效率通常被定义为耦合出腔的非泵浦梳齿功率之和除以耦合进腔的泵浦功率, 效率的大小直接关系着系统的能耗与光梳梳齿功率的

高低^[69]. 通常情况下, 常规的亮孤子光梳系统能量转化效率仅为 1% 左右, 因此提高微腔光梳系统的效率是十分重要的研究内容. 图 7(a) 为微腔光梳产生过程中能量流动示意图, 泵浦激光耦合入微腔的效率、泵浦转化为其他梳齿的效率以及光梳耦合出微腔的效率都直接影响着系统的整体效率, 优化微腔光梳系统的效率也需要综合考虑以上三点.

产生初级梳、孤子晶体和暗脉冲等方法可以显著提高微腔光梳的产生效率. 初级梳产生于图 3(a) 中的第 1 阶段^[74], 而孤子晶体则是时域等间隔的多孤子态^[75-77], 这两种光梳泵浦转换效率都较高. 然而初级梳和孤子晶体光梳重频频率一般较大, 暗脉冲是一种更好的选择. 暗脉冲的产生效率与耦合条件和占空比密切相关, 在实验上可以实现百分之几十的产生效率^[69], 在极限过耦合和占空比为 50%

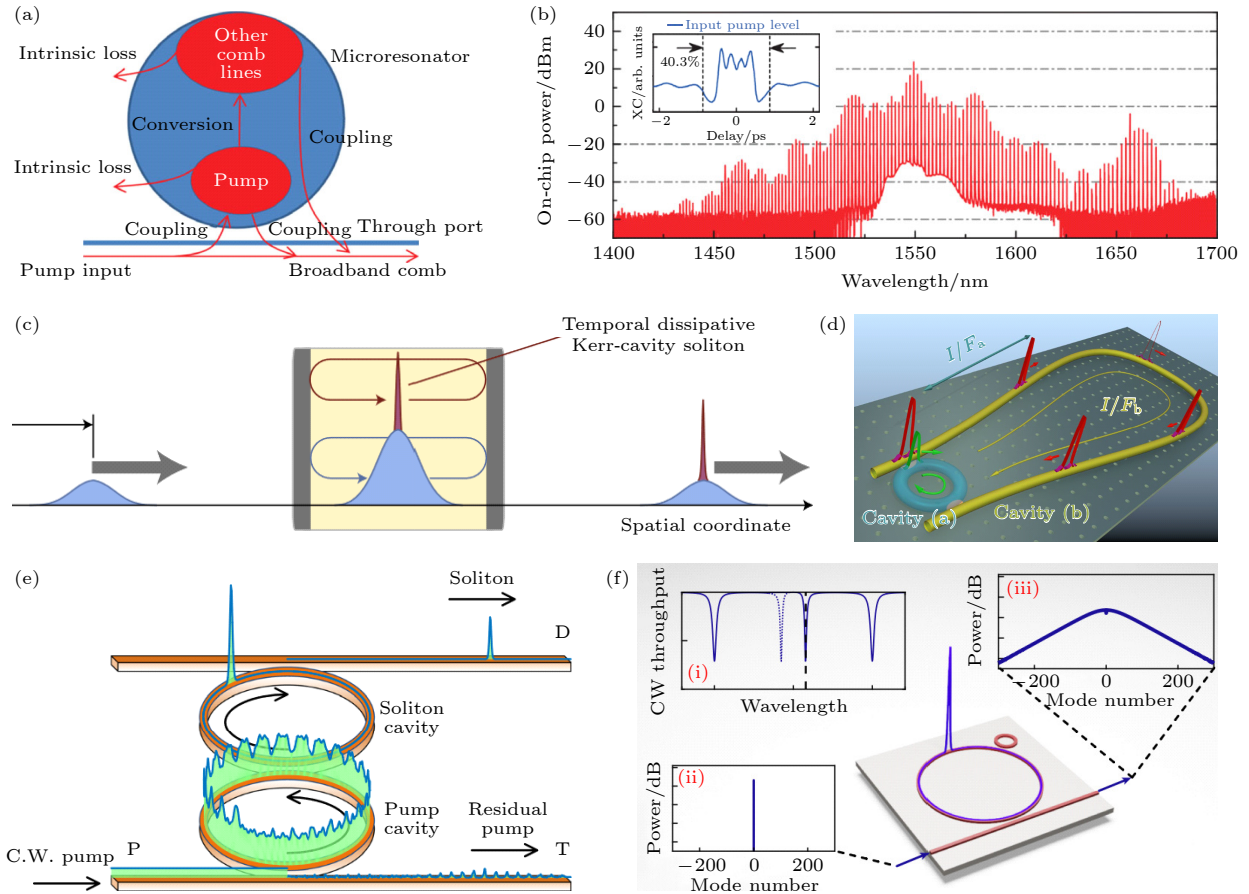


图 7 微腔光梳的效率^[69-73] (a) 微腔光梳产生过程中能量流动示意图; (b) 暗脉冲光梳频谱图, 插图为耦合出腔的暗脉冲时域波形图; (c) 脉冲泵浦产生微腔光梳示意图; (d) 激光腔孤子光梳示意图; (e) 使用辅助腔回收泵浦光示意图; (f) 使用耦合腔偏移泵浦模式频率

Fig. 7. Efficiency of microcombs^[69-73]: (a) Energy flow chart of microcombs generation; (b) optical spectra of dark pulse optical frequency comb, the inset is the temporal waveform of dark pulse emitted out of the microresonator; (c) schematic diagram of pulse pumping microcombs; (d) schematic diagram of laser-cavity soliton; (e) schematic diagram of recycling pump by using auxiliary cavity; (f) shift the frequency of pump mode using auxiliary cavity.

的条件下理论效率可以接近 100%^[78]. 此外, 增大泵浦场的带宽, 例如采用脉冲泵浦和借助激光腔也可以提高微腔光梳的效率^[70,71,79].

亮孤子脉冲与泵浦背景场交叠比例较小以及亮孤子存在区域失谐较大泵浦激光耦合进腔效率较低是限制亮孤子光梳效率提升的两大问题, 而这两大问题均可以借助耦合腔来解决. 如图 7(e) 所示, 运用泵浦腔收集未充分利用的泵浦场循环泵浦孤子腔产生孤子, 这一方法能实现接近 100% 的泵浦循环利用, 显著提高亮孤子光梳的产生效率^[72]. 耦合腔的另一种用法如图 7(f) 所示, 通过辅助腔和主腔 (产生孤子的微腔) 的耦合使得主腔的泵浦模式产生红移, 从而减小产生孤子时泵浦激光和泵浦模式的失谐, 增大泵浦激光耦合进腔的效率, 从而提高总体的效率, 这一方案可以将亮孤子光梳的产生效率提升至 50% 以上^[73]. 耦合腔系统虽然能够提高系统的效率, 但是却未必能够降低系统的启动光功率, 如何降低启动光功率以及在宽谱的光梳系统里面得到较高的转换效率是未来需要解决的问题.

3.3 微腔光梳的平坦性

在光通信等很多方面应用中, 光频梳光谱的平坦性十分重要, 最理想的是产生矩形频谱包络的“奈奎斯特”光梳. 上文提到过由于微腔群速度色散的影响, 光梳梳齿的失谐会随着远离泵浦而增大, 从而使得梳齿功率下降. 因此, 可以通过优化色散设计, 通过产生局域的零色散微腔结构来增加产生光梳的光谱平坦性^[80]. 图 8(a) 是一个光子晶体微腔的结构示意图, 其内部的栅栏结构可以增大正向和反向光场的耦合, 导致模式分裂, 从而影响色散. 通过逆向设计的方法设计内部的栅栏结构可以获得图 8(b) 所示的局域平坦的色散曲线. 在这一结构中产生的亮孤子和暗脉冲光梳光谱图如图 8(c), (d) 所示, 其顶部平坦性有了很大提高. 如何简化器件设计过程以及减小栅栏结构对器件 Q 值的影响是下一步需要优化的方向. 增加光梳频谱的平坦性还可以通过引入额外的频谱滤波来实现, Xue 等^[81] 利用这种方法在光纤环腔中产生了频谱更为均匀的光梳, 其频谱如图 8(f) 所示, 随着滤波阶数的增加, 光梳频谱顶部更为平坦. 然而

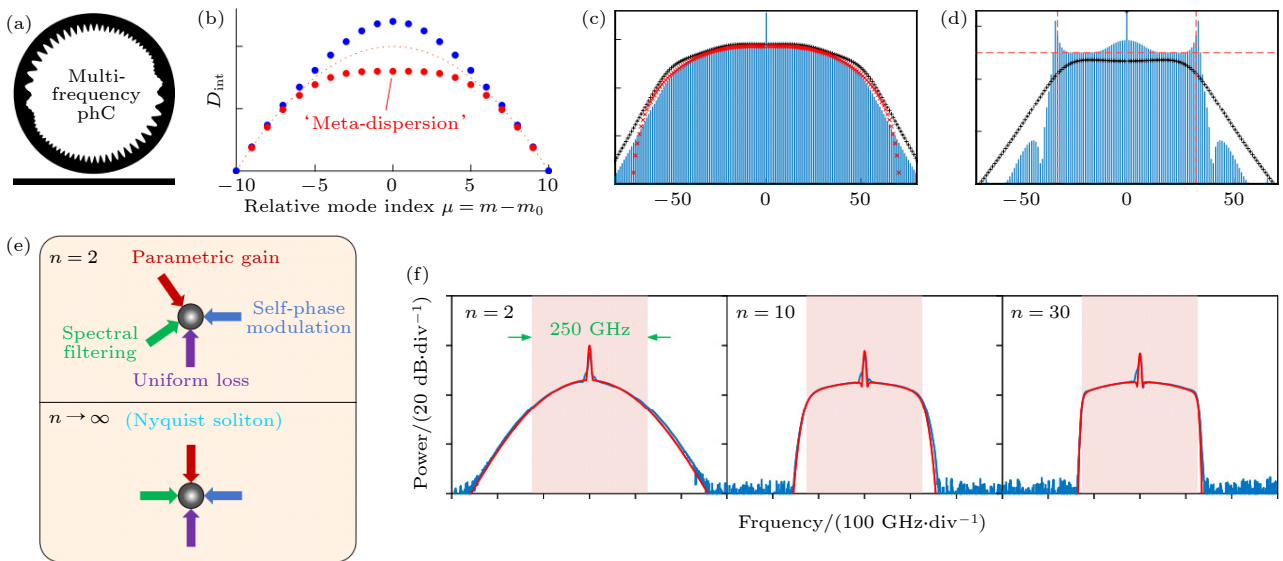


图 8 光谱顶部平坦的微腔光梳^[80,81] (a) 多频率光子晶体微腔示意图, 微腔内部刻蚀了不同空间周期的光栅结构来调节色散; (b) 多频率光子晶体微腔色散曲线, 图 (a) 中的光栅结构导致了模式分裂成蓝移和红移的模式; (c), (d) 多频率光子晶体微腔中产生的亮孤子和暗脉冲光梳光谱图; (e) 通过滤波产生奈奎斯特孤子光梳的原理示意图; (f) 不同滤波阶数产生的奈奎斯特孤子光梳光谱图

Fig. 8. Flat-top micromcombs^[80,81]: (a) Schematic diagram of multi-frequency photonic crystal microresonators, grating structures with different spatial periods are etched inside the microresonator to adjust the dispersion; (b) dispersion curve of multi frequency photonic crystal microcavities, where the grating structures in fig. (a) leads to single mode splitting to blue- and redshifted modes; (c), (d) the optical spectra of bright soliton and dark pulse generated in multi-frequency photonic crystal microresonators; (e) schematic diagram of generating Nyquist soliton by spectral filtering; (f) the optical spectra of the Nyquist soliton optical frequency comb generated by various spectral filtering order.

在回音壁模式微腔中实现光谱滤波较为复杂,当前相关的实验演示仅在法布里-珀罗腔中得到了实现^[82].

3.4 微腔光梳的噪声

在精密测量应用领域,微腔光梳的噪声十分重要,噪声水平的高低直接决定了测量的精度和稳定性.重频噪声是光梳噪声的一个重要组成部分,光梳重频的测量过程如图9(a)所示,把孤子脉冲耦合到高速光电探测器上即可产生频率为光梳重频的微波信号,这也是用微腔光梳合成微波的基本原理^[83],随后用频谱仪分析产生微波信号的半高全宽或用相噪仪分析其相位噪声即可知道光梳重频的相位噪声信息.微腔光梳重频噪声来源有很多,

当前最主要还是泵浦激光导致的技术噪声,此外还有热噪声和量子噪声等,这两者是微腔光梳最为基本的噪声,抑制微腔光梳的重频需要针对不同来源的噪声采取不同措施.

对于泵浦激光导致的技术噪声可以通过“安静点”操作来进行抑制^[83].泵浦激光的噪声会引起失谐的变化,再通过拉曼效应以及色散波的渠道耦合到微腔光梳的重频噪声上.如图9(b)所示,实验上可以调节失谐到某个特定的条件下,此时光梳的重频对失谐变化最不敏感,拉曼效应和色散波的影响相互平衡,相应的泵浦激光噪声对重频的影响最小.Yao等^[49,83]先后利用这种方法极大地抑制了微腔光梳的重频噪声,并合成了极低噪声的微波信号.这一方案是实验上最为简单有效的噪声抑制

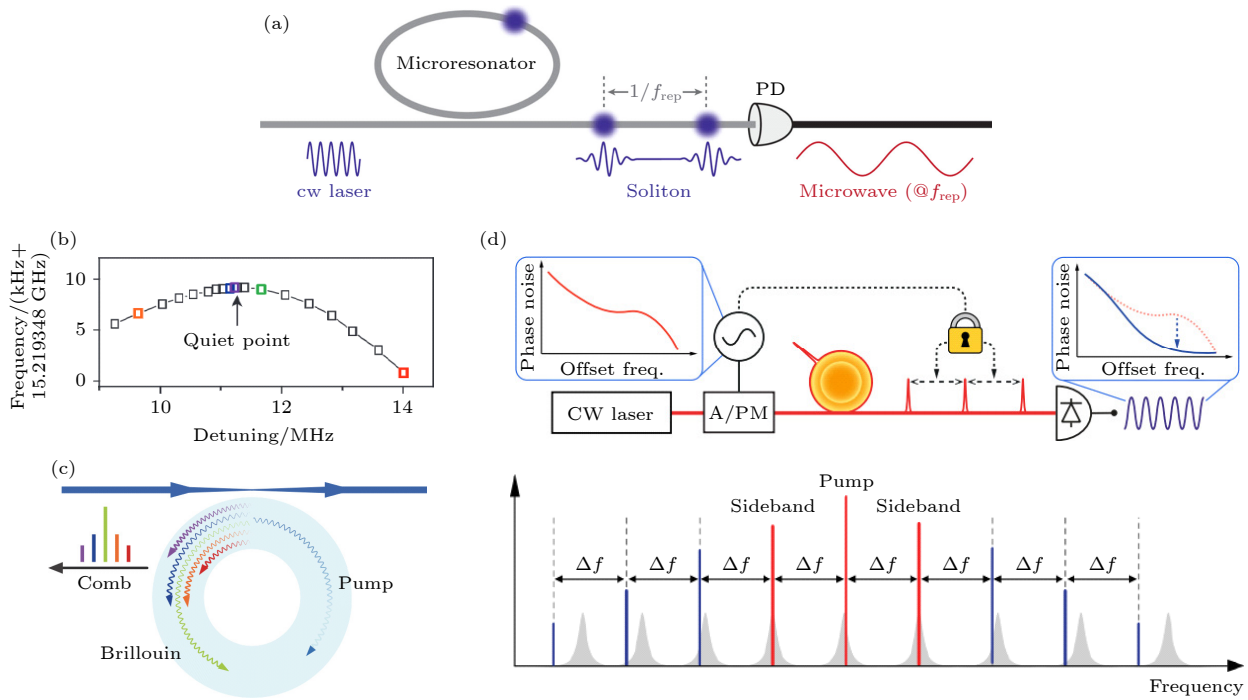


图9 微腔光梳的噪声研究^[59,83,84] (a) 微腔光梳合成微波的原理示意图,连续激光在微腔中产生孤子脉冲,随后将脉冲序列耦合到高速光电探测器上,即可产生频率为光梳重频的微波信号,这也是常用的光梳重频测量方法;(b)“安静点”操作抑制光梳噪声示意图,在特定失谐下,孤子重频对失谐变化敏感度最小,相应光梳重频噪声最低;(c) 布里渊克尔孤子原理图,泵浦激光先在微腔中激发布里渊激光,再用布里渊激光泵浦微腔产生孤子光梳;(d) 注入锁定原理图,泵浦激光通过电光调制器产生边带,利用注入锁定效应将光梳梳齿锁定在调制产生的边带上

Fig. 9. Research on the noise of microcombs^[59,83,84]: (a) Schematic diagram of synthesizing microwave signal using microcombs, a continuous laser generates soliton pulses within a microresonator, and this pulse sequence is subsequently coupled to a high-speed photodetector to generate microwave signals with a frequency equaling to the repetition rate of the microcombs, this process also serves as a conventional method for measuring the repetition rate of optical frequency combs; (b) schematic illustration of noise suppression in microcombs through "quiet point" operation, the microcomb's repetition rate exhibits minimal sensitivity to detuning under a specific detuning condition, which coincides with the microcomb state characterized by the lowest repetition rate noise; (c) schematic diagram of Brillouin Kerr soliton, the pump laser generates Brillouin laser in the microresonator, and then the Brillouin laser pump the microresonator to generate soliton comb; (d) schematic diagram of injection locking, the pump laser is modulated by electro-optic modulator to generate a pair of sidebands, the comb lines are locked to the modulated sidebands via injection locking effects.

重要!

方法,但在模式较为干净的微腔中,若没有很强的色散波,则这一方法的效果十分有限.此外还可以借助布里渊激光来抑制微腔光梳的噪声^[84],图9(c)所示先用泵浦激光在微腔中产生布里渊激光,再用产生的布里渊激光泵浦产生孤子光梳,由于布里渊激光的低噪声特性,产生光梳的重频噪声也会被大大抑制.注入锁定也是很好地抑制光梳重频的方法,其原理如图9(d)所示.通过相位调制器产生一对边带,当调制边带和光梳梳齿频率足够接近时,由于注入锁定效应光梳梳齿的频率就会同步在调制边带上,光梳的重频噪声也将跟随施加给调制器微波信号的噪声^[59].这一方法可以有效地抑制光梳低频的重频噪声,且可以实现光梳重频的快速切换与调谐,但这一方法同时也需要高功率微波,且噪声抑制带宽也有一定限制.

微腔与外界热源的耦合会造成微腔温度的涨落,从而导致折射率的变化以及尺寸的缩胀而引起光梳重频的变化,这是热噪声的耦合过程.由于一般折射率的变化占主导,因此一般也称之为热折射噪声^[85].根据涨落耗散定理,微腔温度的涨落与微腔绝对温度的高低成正比,与微腔的模式体积成反比,因此冷却微腔以及采用大模式体积的微腔可以降低热噪声^[86,87].微腔模式频率的涨落大小也与材料的热光系数相关,选择热光系数的材料平台对于抑制微腔光梳的热噪声十分重要.此外,图3(d)中的热辅助激光也可以反馈温度的涨落,从而抑制微腔光梳的热噪声^[88].

真空涨落产生的随机光子耦合进微腔会对光梳的重频产生影响,这被称为量子扩散或量子定时抖动,在理论和实验上已经被充分研究^[89,90].量子噪声的大小与材料的非线性系数成正比,同时与微腔的模式体积成反比,选择低非线性、大模式体积的平台可以获得更低的量子噪声极限.脉冲的波形也有一定影响,有研究表明同等参数条件下,暗脉冲有着比亮孤子更低的量子噪声极限^[24].此外,亮孤子的量子噪声还可以借助色散波的频谱反冲效应反馈量子噪声的扰动而进行抑制^[91].

4 微腔光梳的应用

微腔光梳因其体积小、可集成和高相干性的优越性能,在众多领域中都取得了丰硕的应用成果,具体如图10所示^[92-100].微腔光梳可以被应用于光

通信领域,微腔光梳的每一根梳齿都是高相干性的激光,可以被单独编码传输信息,而且微腔光梳的重频较大,能够很好地与ITU通道间隔匹配,有望取代传统波分复用通信系统中的激光器阵列,使得光通信系统小型化甚至实现芯片级光通信系统. Marin-Palomo等^[92]已完成相关实验演示,利用微腔光梳进行波分复用通信的最大通信速率已经超过50 Tbit/s.

微腔光梳还可以应用于距离测量领域,当前基于微腔光梳的测距方案主要有飞行时间法、调频连续波法和双光梳干涉法等.微腔光梳重频频率大,脉冲之间时间间隔短,测距采样速率快,同时由于微腔光梳良好的相干性,测距精度也很高. Spencer等^[101]用双光梳干涉法,利用两个重频差为96.5 MHz的光梳将测距采样时间压缩到10.4 ns,测距精度能达到284 nm,若取13 μ s内数据平均,则测距精度可以提高到12 nm,可以对高速运动物体进行精密测距.若采用调频连续波法进行测距,则微腔光梳的每一根梳齿都可以被调制来测距,大大提高了系统的通道数^[95].最近,基于混沌光梳的测距也是一个研究热点,混沌光梳测距可以克服飞行时间法和调频连续波法的时域和频域拥塞问题, Lukashchuk等^[102]和Chen等^[103]已完成实验演示.

在光谱分析领域,微腔光梳一般采用双光梳法测量光谱^[93,104].这种方法的原理是先将一个光梳通入待测气体,再与另一个重频略有差别的光梳耦合在一起,用光电探测器探测两个光梳梳齿之间的拍频,不同频率拍频的强度就蕴含着光谱吸收信息,这样就可以把光谱信息从光频映射到电子仪器方便精密探测的微波波段,从而实现光谱的快速精确测量.由于微波信号可以被精密测量,这一方法还能大大提高光谱分析的精度,实现窄吸收峰光谱的精密分析.此外,由于微腔光梳尺寸小的优势,将来有望在便携式光谱测量、环境有害气体实时监测等领域发挥重要作用.

微腔光梳还可以应用于合成微波信号,微波合成的原理在3.4节中已经进行了详细介绍.微腔光梳合成微波的一个优势是可以很容易合成高载波频率的微波信号,目前无线通信带宽瓶颈问题不断显现,而传统的电学手段很难合成高载波频率微波,集成微腔光梳合成高频微波信号则提供了一种解决办法.噪声低是微腔光梳合成微波信号的另一大优势,通过采用上文提到的各种噪声抑制方法,

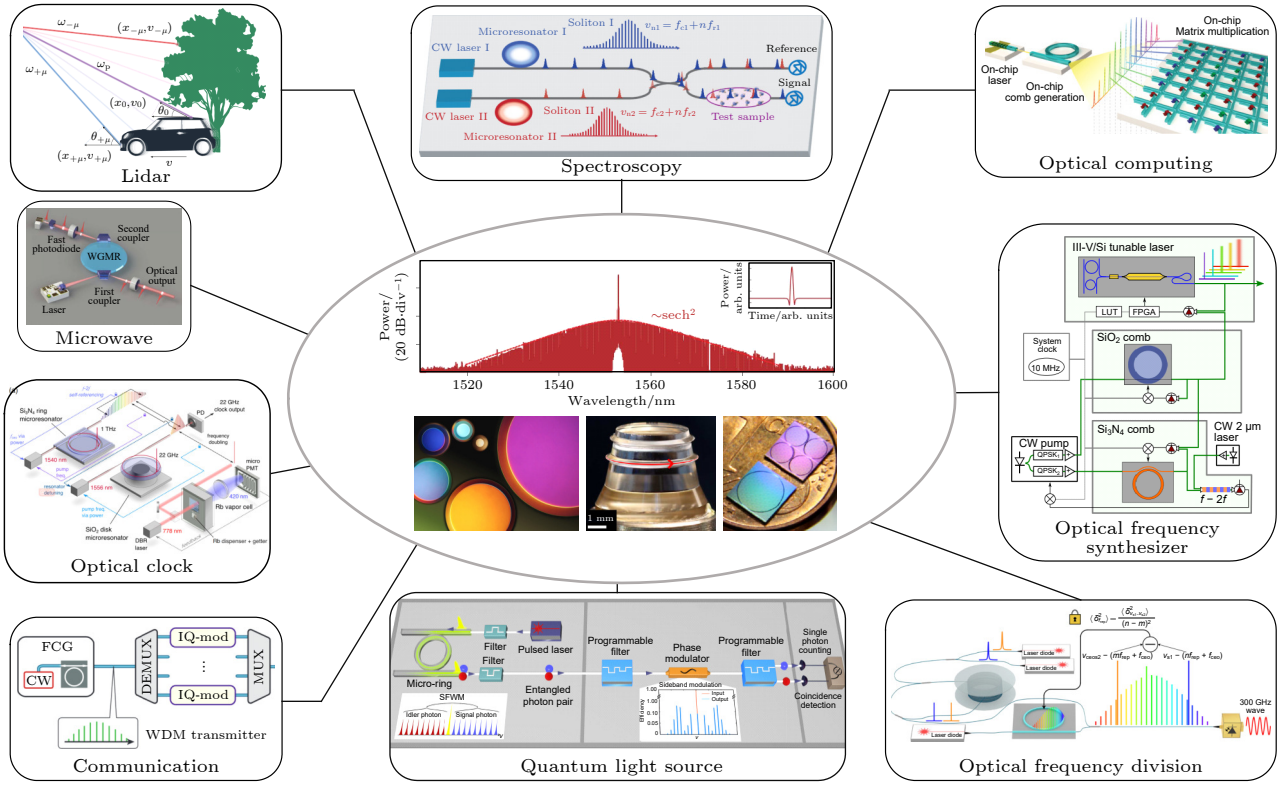


图 10 微腔光梳的应用^[92–100]. 微腔光梳被广泛应用于通信、微波合成、激光雷达、光谱学、光计算、光钟、光学频率合成、光学频率分频与量子光源等领域

Fig. 10. Applications of microcombs^[92–100]: Microcombs can be widely applied to communication, microwave synthesis, Lidar, spectroscopy, optical computing, optical-frequency synthesizer, optical frequency division, quantum light source, and other fields.

微腔光梳合成微波的噪声相比于传统的电学振荡回路以及晶振等方法产生的微波噪声要低很多. 微腔光梳还可以通过光学频率分频的方法来合成低噪声的微波信号, 通过这种方法实验上合成的 20 GHz 微波信号, 其 10 kHz 偏移频率相位噪声仅为 -135 dBc/Hz, 且该系统有望进行片上集成^[105,106]. 此外, 合成微波载波频率可调性也十分重要, Lu 等^[77]进行了初步尝试, 通过合成不同周期的孤子晶体可以实现合成微波频率的切换.

光学原子钟 (光钟) 也是微腔光梳的一个重要应用领域. Newman 等^[99]将窄线宽激光锁定在 Rb 原子的双光子跃迁能级上以减小多普勒效应的影响, 再利用相互锁定的两个微腔光梳将锁定激光的频率分频到 22 GHz 的微波, 实现时钟信号的输出, 其频率稳定度达到 10^{-13} 量级. 这项工作采用了微型化的 Rb 原子气室和微腔光梳, 大大减小了系统体积, 提出了一种集成光钟的整体架构.

微腔光梳还可以应用于光学频率合成, 通过精准调节和锁定微腔光梳的重频和载波偏移频率, 可以实现任意光学信号的精准合成, 微腔光梳小型化

和可集成的优势则大大缩小了该系统的体积^[100]. 在光计算领域, 微腔光梳也有用武之地, 将其运用于卷积计算可以大幅提高计算速率^[94]. 微腔光梳还提供了一个量子光学研究平台, 若在参量振荡阈值以下泵浦微腔, 还可以产生压缩光, 若泵浦多个模式, 则可以产生更为复杂的簇态, 由于微腔模式多、可集成的优势, 这一平台正在受到越来越多的关注^[96,107–109].

5 总结与展望

光梳的出现革命性地提高了光学频率的测量精度, 将光波和微波联结在一起, 促进了微波光子学的出现. 微腔光梳的诞生不仅丰富了光梳家族的组成, 提供了芯片级尺寸光梳的产生方式, 因其可集成与 CMOS 兼容的优势还吸引了产业界越来越多的关注. 自锁模的微腔光梳诞生十年来, 各种稳定地产生微腔光梳的技术不断被开发, 各种材料平台上也都成功产生了孤子光梳. 微腔光梳的带宽不断被拓宽, 产生效率也不断被优化, 频谱顶部平坦

的光梳在实验上实现, 微腔光梳的噪声通过各种技术手段被抑制. 由于微腔光梳相干性高、集成化程度高和带宽大的优越性能, 衍生了光通信、微波合成、激光雷达、光计算、光谱测量、光学频率分频与合成以及量子光源产生等一大批前沿应用.

尽管微腔光梳的性能不断被优化, 也取得了丰硕的应用成果, 当前的微腔光梳仍然面临一些挑战. 目前微腔光梳的梳齿功率一般较低, 应用于通信一般需要经过放大器进一步放大, 通过优化微腔光梳产生效率等方法提高梳齿功率是下一步的发展方向. 目前的微腔光梳产生光谱范围主要分布在 C 波段和 L 波段等通信波段, 由于材料吸收等原因将其频谱拓展到可见光以及中红外波段较为困难, 通过选择新材料体系等方法将微腔光梳频谱拓展至可见和中红外波段, 对于分子光谱学以及光钟等方面应用意义重大. 尽管跨倍频程的微腔光梳已在实验上实现, 然而其重频一般为太赫兹量级, 非常不方便用电学手段测量, 通过色散设计和优化效率等方法产生重频易探测的跨倍频程的微腔光梳是未来的发展目标. 此外, 优化微腔的加工以及封装工艺, 提高微腔光梳的集成度和产生稳定度, 降低制造成本, 对于微腔光梳走出实验室, 走向更大的市场十分重要. 总之, 微腔光梳作为一种新型片上集成光源, 自其诞生以来给世界的科技发展带来了革命性的影响, 微腔光梳的未来发展也充满着挑战与机遇!

参考文献

- [1] Chebotayev V P, Goldort V G, Klementyev V M, et al. 1982 *Appl. Phys. B* **29** 63
- [2] Schnatz H, Lipphardt B, Helmcke J, et al. 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 18
- [3] Diddams S A, Jones D J, Ye J, et al. 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5102
- [4] Fortier T, Baumann E 2019 *Commun. Phys.* **2** 153
- [5] Udem T, Holzwarth R, Hänsch T W 2002 *Nature* **416** 233
- [6] Diddams S A, Vahala K, Udem T 2020 *Science* **369** eaay3676
- [7] Reichert J, Holzwarth R, Udem T, et al. 1999 *Opt. Commun.* **172** 59
- [8] Udem T, Diddams S A, Vogel K R, et al. 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 4996
- [9] Holzwarth R, Udem T, Hänsch T W, et al. 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2264
- [10] Holzwarth R, Nevsky A Y, Zimmermann M, et al. 2001 *Appl. Phys. B* **73** 269
- [11] Stenger J, Schnatz H, Tamm C, et al. 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 073601
- [12] Rosenband T, Hume D B, Schmidt P O, et al. 2008 *Science* **319** 1808
- [13] Godun R M, Nisbet-Jones P B R, Jones J M, et al. 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 210801
- [14] Hall J L 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 1279
- [15] Hänsch T W 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 1297
- [16] Spence D E, Kean P N, Sibbett W 1991 *Opt. Lett.* **16** 42
- [17] Jones D J, Diddams S A, Ranka J K, et al. 2000 *Science* **288** 635
- [18] Bartels A, Heinecke D, Diddams S A 2009 *Science* **326** 681
- [19] Murata H, Morimoto A, Kobayashi T, et al. 2000 *IEEE J. Sel. Top. Quant.* **6** 1325
- [20] Parriaux A, Hammani K, Millot G 2020 *Adv. Opt. Photonics* **12** 223
- [21] Kippenberg T J, Holzwarth R, Diddams S A 2011 *Science* **332** 555
- [22] Kippenberg T J, Gaeta A L, Lipson M, et al. 2018 *Science* **361** 6402
- [23] Herr T, Brasch V, Jost J D, et al. 2014 *Nat. Photonics* **8** 145
- [24] Lao C, Jin X, Chang L, et al. 2023 *Nat. Commun.* **14** 1802
- [25] Xue X, Xuan Y, Liu Y, et al. 2015 *Nat. Photonics* **9** 594
- [26] Lobanov V E, Lihachev G, Kippenberg T J, et al. 2015 *Opt. Express* **23** 7713
- [27] Kippenberg T J, Spillane S M, Vahala K J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 083904
- [28] Savchenkov A A, Matsko A B, Strekalov D, et al. 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 243905
- [29] Del'Haye P, Schliesser A, Arcizet O, et al. 2007 *Nature* **450** 1214
- [30] Herr T, Hartinger K, Riemensberger J, et al. 2012 *Nat. Photonics* **6** 480
- [31] Carmon T, Yang L, Vahala K J 2004 *Opt. Express* **12** 4742
- [32] Brasch V, Geiselmann M, Pfeiffer M H P, et al. 2016 *Opt. Express* **24** 29312
- [33] Yi X, Yang Q F, Yang K Y, et al. 2016 *Opt. Lett.* **41** 2037
- [34] Zhou H, Geng Y, Cui W, et al. 2019 *Light-Sci. Appl.* **8** 50
- [35] Zhang S, Silver J M, Del Bino L, et al. 2019 *Optica* **6** 206
- [36] Nishimoto K, Minoshima K, Yasui T, et al. 2022 *Opt. Lett.* **47** 281
- [37] Zheng H, Sun W, Ding X, et al. 2023 arXiv: 2309.03586 [physics. optics]
- [38] Joshi C, Jang J K, Luke K, et al. 2016 *Opt. Lett.* **41** 2565
- [39] Xue X, Xuan Y, Wang C, et al. 2016 *Opt. Express* **24** 687
- [40] Guo H, Karpov M, Lucas E, et al. 2017 *Nat. Phys.* **13** 94
- [41] Shen B, Chang L, Liu J, et al. 2020 *Nature* **582** 365
- [42] Voloshin A S, Kondratiev N M, Lihachev G V, et al. 2021 *Nat. Commun.* **12** 235
- [43] Jin W, Yang Q F, Chang L, et al. 2021 *Nat. Photonics* **15** 346
- [44] Lihachev G, Weng W, Liu J, et al. 2022 *Nat. Commun.* **13** 1771
- [45] Brasch V, Geiselmann M, Herr T, et al. 2016 *Science* **351** 357
- [46] Li Q, Briles T C, Westly D A, et al. 2017 *Optica* **4** 193
- [47] Briles T C, Stone J R, Drake T E, et al. 2018 *Opt. Lett.* **43** 2933
- [48] Yi X, Yang Q F, Yang K Y, et al. 2015 *Optica* **2** 1078
- [49] Yao L, Liu P, Chen H J, et al. 2022 *Optica* **9** 561
- [50] Lee H, Chen T, Li J, et al. 2012 *Nat. Photonics* **6** 369
- [51] Yang K Y, Oh D Y, Lee S H, et al. 2018 *Nat. Photonics* **12** 297
- [52] Yu M, Okawachi Y, Griffith A G, et al. 2016 *Optica* **3** 854
- [53] Wang C, Fang Z, Yi A, et al. 2021 *Light-Sci. Appl.* **10** 139
- [54] He Y, Yang Q F, Ling J, et al. 2019 *Optica* **6** 1138

- [55] Wang C, Zhang M, Yu M, et al. 2019 *Nat. Commun.* **10** 978
- [56] Gong Z, Bruch A, Shen M, et al. 2018 *Opt. Lett.* **43** 4366
- [57] Pu M, Ottaviano L, Semenova E, et al. 2016 *Optica* **3** 823
- [58] Chang L, Xie W, Shu H, et al. 2020 *Nat. Commun.* **11** 1331
- [59] Weng W, Lucas E, Lihachev G, et al. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 013902
- [60] Jung H, Yu S P, Carlson D R, et al. 2021 *Optica* **8** 811
- [61] Shu H, Chang L, Lao C, et al. 2023 *Adv. Photonics* **5** 036007
- [62] Stern B, Ji X, Okawachi Y, et al. 2018 *Nature* **562** 401
- [63] Matsko A B, Liang W, Savchenkov A A, et al. 2016 *Opt. Lett.* **41** 2907
- [64] Yi X, Yang Q F, Zhang X, et al. 2017 *Nat. Commun.* **8** 14869
- [65] Yuan Z, Gao M, Yu Y, et al. 2023 *Nat. Photonics* (Early Access)
- [66] Anderson M H, Weng W, Lihachev G, et al. 2022 *Nat. Commun.* **13** 4764
- [67] Moille G, Perez E F, Stone J R, et al. 2021 *Nat. Commun.* **12** 7275
- [68] Chen H J, Ji Q X, Wang H, et al. 2020 *Nat. Commun.* **11** 2336
- [69] Xue X, Wang P H, Xuan Y, et al. 2017 *Laser Photonics Rev.* **11** 1600276
- [70] Obrzud E, Lecomte S, Herr T 2017 *Nat. Photonics* **11** 600
- [71] Bao H, Cooper A, Rowley M, et al. 2019 *Nat. Photonics* **13** 384
- [72] Xue X, Zheng X, Zhou B 2019 *Nat. Photonics* **13** 616
- [73] Helgason Ó B, Girardi M, Ye Z, et al. 2023 *Nat. Photonics* (Early Access)
- [74] Coillet A, Balakireva I, Henriët R, et al. 2013 *IEEE Photonics J.* **5** 6100409
- [75] Cole D C, Lamb E S, Del'Haye P, et al. 2017 *Nat. Photonics* **11** 671
- [76] Karpov M, Pfeiffer M H P, Guo H, et al. 2019 *Nat. Phys.* **15** 1071
- [77] Lu Z, Chen H J, Wang W, et al. 2021 *Nat. Commun.* **12** 3179
- [78] Wang H, Shen B, Yu Y, et al. 2022 *Phys. Rev. A* **106** 053508
- [79] Li J, Bao C, Ji Q X, et al. 2022 *Optica* **9** 231
- [80] Lucas E, Yu S P, Briles T C, et al. 2023 *Nat. Photonics* (Early Access)
- [81] Xue X X, Grelu P, Yang B, et al. 2023 *Light-Sci. Appl.* **12** 19
- [82] Wildi T, Gaafar M A, Voumard T, et al. 2023 *Optica* **10** 650
- [83] Yang Q F, Ji Q X, Wu L, et al. 2021 *Nat. Commun.* **12** 1442
- [84] Bai Y, Zhang M, Shi Q, et al. 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 063901
- [85] Gorodetsky M L, Grudinin I S 2004 *JOSA B* **21** 697
- [86] Moille G, Lu X, Rao A, et al. 2019 *Phys. Rev. Applied* **12** 034057
- [87] Huang G, Lucas E, Liu J, et al. 2019 *Phys. Rev. A* **99** 061801
- [88] Drake T E, Stone J R, Briles T C, et al. 2020 *Nat. Photonics* **14** 480
- [89] Matsko A B, Maleki L 2013 *Opt. Express* **21** 28862
- [90] Bao C, Suh M G, Shen B, et al. 2021 *Nat. Phys.* **17** 462
- [91] Jin X, Lv Z, Yang Q F 2023 arXiv: 2311.06463 [physics. optics]
- [92] Marin-Palomo P, Kemal J N, Karpov M, et al. 2017 *Nature* **546** 274
- [93] Suh M G, Yang Q F, Yang K Y, et al. 2016 *Science* **354** 600
- [94] Feldmann J, Youngblood N, Karpov M, et al. 2021 *Nature* **589** 52
- [95] Riemensberger J, Lukashchuk A, Karpov M, et al. 2020 *Nature* **581** 164
- [96] Kues M, Reimer C, Roztocki P, et al. 2017 *Nature* **546** 622
- [97] Liang W, Eliyahu D, Ilchenko V S, et al. 2015 *Nat. Commun.* **6** 1
- [98] Tetsumoto T, Nagatsuma T, Fermann M E, et al. 2021 *Nat. Photonics* **15** 516
- [99] Newman Z L, Maurice V, Drake T, et al. 2019 *Optica* **6** 680
- [100] Spencer D T, Drake T, Briles T C, et al. 2018 *Nature* **557** 81
- [101] Trocha P, Karpov M, Ganin D, et al. 2018 *Science* **359** 887
- [102] Lukashchuk A, Riemensberger J, Tusnín A, et al. 2023 *Nat. Photonics* **17** 814
- [103] Chen R, Shu H, Shen B, et al. 2023 *Nat. Photonics* **17** 306
- [104] Yang Q F, Shen B, Wang H, et al. 2019 *Science* **363** 965
- [105] Sun S, Wang B, Liu K, et al. 2023 arXiv: 2305.13575 [physics. optics]
- [106] Kudelin I, Groman W, Ji Q X, et al. 2023 arXiv: 2307.08937 [physics. optics]
- [107] Kues M, Reimer C, Lukens J M, et al. 2019 *Nat. Photonics* **13** 170
- [108] Yang Z, Jahanbozorgi M, Jeong D, et al. 2021 *Nat. Commun.* **12** 4781
- [109] Jahanbozorgi M, Yang Z, Sun S, et al. 2023 *Optica* **10** 1100

The 90th Anniversary of *Acta Physica Sinica*

Generation, development, and application of microcombs^{*}

Jin Xing Xiao Shen-Yu Gong Qi-Huang Yang Qi-Fan[†]

(State Key Laboratory for Mesoscopic Physics, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

(Received 16 November 2023; revised manuscript received 1 December 2023)

Abstract

Optical frequency comb (OFC) has coherently bridged the gap between light and microwave. Its advent has brought revolutionary progress to the accurate measurements of optical frequency and time, and profoundly promoted the technological development of technology of the contemporary world. The earliest optical frequency combs are generated from mode-locked laser systems. However, optical frequency combs based on mode-locked lasers have typically been limited to laboratory applications, due to their complexity, large size, and high cost. In recent years, a new type of optical frequency comb has emerged to address these problems. It is excited by continuous-wave laser coupling into a high-quality optical microresonator, generating equidistant sidebands in the frequency domain through four-wave mixing, and achieving mode locking in the time domain by using nonlinear effects to balance dispersion. This novel optical frequency comb is named "microcombs". Compared with traditional optical frequency combs, microcombs offer advantages such as compact size, integrability, low power consumption, and a wide repetition frequency range. Their occurrence marks the era of the generation of optical frequency combs towards chip-scale size and has aroused increasing attention from the scientific and industrial communities. This paper is ended by summarizing the current challenges faced by microcombs and giving a prospective outlook on their future development.

Keywords: optical frequency comb, optical microresonators, microcombs, optical soliton

PACS: 42.65.-k, 42.65.Tg, 42.82.-m

DOI: [10.7498/aps.72.20231816](https://doi.org/10.7498/aps.72.20231816)

^{*} Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2021YFB2800601), the Natural Science Foundation of Beijing, China (Grant No. Z210004), and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 92150108).

[†] Corresponding author. E-mail: leonardoyoung@pku.edu.cn

微腔光梳的产生、发展及应用

金星 肖莘宇 龚旗煌 杨起帆

Generation, development, and application of microcombs

Jin Xing Xiao Shen-Yu Gong Qi-Huang Yang Qi-Fan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 234203 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20231816

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231816>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高阶色散下双耦合微腔中克尔光频梳的稳定性和非线性动力学分析

Stability and non-linear dynamic analysis of Kerr optical frequencycombs in dual-coupled microcavities with high-order dispersion

物理学报. 2022, 71(18): 184204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220691>

基于飞秒锁模光纤激光脉冲基频光的差频产生红外光梳

Fiber-type difference frequency generation infrared optical frequency comb based on the femtosecond pulses generated by a mode-locked fiber laser

物理学报. 2018, 67(9): 094207 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172503>

正常色散高非线性石英光纤优化设计及平坦光频率梳产生

Design of normal dispersion high nonlinear silica fiber and generation of flat optical frequency comb

物理学报. 2022, 71(23): 234209 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221115>

光学微腔中倍频光场演化和光谱特性

Spatiotemporal evolution and spectral character of second harmonic generation in optical microresonator

物理学报. 2020, 69(2): 024203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191294>

光频梳频域干涉测距主要参数分析及一种改进的数据处理方法

Analysis of main parameters of spectral interferometry ranging using optical frequency comb and an improved data processing method

物理学报. 2019, 68(19): 190602 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190836>

光频链接的双光梳气体吸收光谱测量

Optical frequency linked dual-comb absorption spectrum measurement

物理学报. 2018, 67(9): 090701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180150>