

基于回音壁微腔的窄线宽激光研究进展



辛云飞¹, 王瑾¹, 张诚^{1,2}, 李代富^{1,3}, 叶子涵¹, 潘奕捷^{1*}

1. 中国计量科学研究院, 北京 100029
2. 北京理工大学, 北京 100081
3. 中国计量大学, 杭州 310018

【摘要】 窄线宽激光凭借其极低的相位噪声, 在量子技术、时频传输、高精度传感等前沿领域发挥着至关重要的作用。回音壁模式光学微腔, 得益于其高品质因子、小模式体积和宽光学透明窗口的特性, 能够极大地增强光与物质的相互作用, 不仅在较宽的谱段范围内可以获得良好的激光线宽压窄效果, 而且具有良好的可调谐特性, 因此成为了窄线宽激光研究领域的热点。回顾了基于回音壁微腔的窄线宽激光研究进展, 首先介绍了回音壁微腔及其热噪声理论基础和激光线宽评价原理, 随后讨论了当前基于回音壁微腔产生窄线宽激光的主要方法, 包括基于受激布里渊散射与受激拉曼散射效应的泵浦式窄线宽激光, 以及基于自注入锁定与 PDH 锁定技术的锁定式窄线宽激光, 梳理了它们的研究现状、关键技术特点以及性能指标。介绍了中国计量科学研究院在基于高品质因子晶体回音壁微腔窄线宽激光方面的研究进展, 并对回音壁微腔窄线宽激光的发展进行了总结与展望。

【关键词】 计量学; 窄线宽激光; 回音壁模式微腔; 布里渊激光; 拉曼激光; 自注入锁定; PDH 锁定

【中图分类号】 TB96

【文献标识码】 A

【文章编号】 2096-9015(2024)05-0083-09

DOI: 10.12338/j.issn.2096-9015.2024.0092

【引用本文】 辛云飞, 王瑾, 张诚, 等. 基于回音壁微腔的窄线宽激光研究进展 [J]. 计量科学与技术, 2024, 68(5): 83-91.

Research Progress on Narrow Linewidth Lasers Based on Whispering Gallery Mode Microcavity

XIN Yunfei¹, WANG Jin¹, ZHANG Cheng^{1,2}, LI Daifu^{1,3}, YE Zihan¹, PAN Yijie¹

1. National Institute of Metrology, Beijing 100029, China

2. Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China

3. China Jiliang University, Hangzhou 310018, China

Corresponding author: PAN Yijie, Email: panyijie@nim.ac.cn

【Abstract】 Narrow linewidth lasers play a vital role in cutting-edge fields such as quantum technology, time-frequency transmission, and high-precision sensing due to their extremely low phase noise. Whispering gallery mode optical microcavities, owing to their high quality factor, tiny mode volume, and wide optical transparent window, can significantly enhance the interaction between light and matter. These microcavities not only achieve good laser linewidth narrowing effects across a wide spectral range but also offer excellent tunability, making them a hot topic in narrow linewidth laser research. This paper reviews the research progress of narrow linewidth lasers based on whispering gallery mode microcavities. It first introduces whispering gallery mode microcavities, their thermal noise theoretical foundation, and the principles of laser linewidth evaluation. Then, it discusses the main methods for generating narrow linewidth lasers using whispering gallery mode microcavities, including pumped narrow linewidth lasers based on stimulated Brillouin scattering and stimulated Raman scattering effects, as well as locked narrow linewidth lasers using self-injection locking and Pound-Drever-Hall (PDH) locking technologies. The research status, key technical characteristics, and performance metrics of these methods are summarized. Additionally, the research progress of the National Institute of Metrology in developing narrow

收稿日期: 2024-03-19; 修回日期: 2024-04-10

基金项目: 国家重点研发计划项目 (2022YFF0608304); 国家自然科学基金 (62075206, 62205324)。

作者简介: 辛云飞 (2000-), 中国计量科学研究院在读研究生, 研究方向: 基于回音壁微腔的窄线宽激光, 邮箱: nolan58@163.com; 通讯作者: 潘奕捷 (1980-), 中国计量科学研究院副研究员, 研究方向: 微腔光子测温与芯片级量子计量, 邮箱: panyijie@nim.ac.cn。

linewidth lasers based on high quality factor crystal whispering gallery mode microcavities is introduced. Finally, the paper provides a summary and outlook on the development of narrow linewidth lasers based on whispering gallery mode microcavities.

【Key words】 metrology, narrow linewidth laser, whispering gallery mode microcavity, Brillouin laser, Raman laser, self-injection locking, PDH locking

0 引言

窄线宽激光凭借其极高的相干性,已成为量子通信^[1]、量子精密测量^[2]、量子导航与时频同步^[3]等基础前沿研究以及高端仪器的共性关键。窄线宽激光的本质是通过超高反射腔镜构建高精度激光内腔或外腔,经过模式竞争或模式滤波方式实现线宽压窄^[4]。依据腔镜构造,可分为基于人工结构的分布式反馈(Distributed Feedback, DFB)腔体^[5]、分布式布拉格反射器型(Distributed Bragg Reflector, DBR)腔体、光子晶体(Photonic Crystal, PC)腔体、以及基于传统光学薄膜的法布里-珀罗(Fabry-Perot, F-P)腔体等。其理论与技术已经被广泛应用于半导体激光二极管^[6]、光纤激光器^[7]、超稳光源^[8]等窄线宽激光应用。但是,一方面,镀有超反射膜并可实现 mHz 级指标的大型 F-P 腔体因其体积大、成本极高,无法实现小型化及系统集成应用^[9]。另一方面,DFB、DBR、PC 人工微结构腔镜体积小、可集成,但其反射率无法达到光学薄膜的水平,较低的腔体精细度导致激光线宽很难进入 kHz 量级。因此,亟需在介观及微纳尺度上实现高品质激光腔体,进而实现片上以及小型化 Hz 级别的超窄线宽激光。

回音壁模式(Whispering Gallery Mode, WGM)光学微腔是一种环形腔体,光通过微腔内壁全反射限制在腔内形成共振场^[10]。得益于其高品质因子与小模式体积的优点,WGM 微腔被广泛应用于生物与物理传感^[11-12]、光学频率梳^[13]、光学原子钟^[14]、窄线宽激光器^[15]等领域。与上述腔体类似,基于回音壁模式光学微腔的窄线宽激光根据其原理可以分为泵浦式与锁定式,泵浦式窄线宽激光利用 WGM 微腔材料的非线性效应,通过光泵浦的形式产生窄线宽激光,包括布里渊激光与拉曼激光。锁定式窄线宽激光利用被动的光学自注入锁定技术或主动的电学 PDH(Pound-Drever-Hall) 锁定技术将激光器的输出频率锁定至微腔的谐振模式频率上,实现线宽压窄。

本文首先简要介绍回音壁模式微腔理论基础与激光线宽评价原理,梳理针对 WGM 微腔的泵浦式与锁定式窄线宽激光的发展历程。进而,介绍中国

计量科学研究院在基于高品质晶体 WGM 微腔的窄线宽激光的研究进展。最后,对基于回音壁微腔的窄线宽激光进行了总结与展望。

1 回音壁微腔与激光线宽评价理论

1.1 回音壁微腔理论

回音壁现象是 Rayleigh 最早于声学领域发现的现象^[16]。在光学波段,光同样可在微型环形介质的边界上以全反射的形式传播,当环绕边界一圈的光程等于光波长的整数倍时,会形成相长干涉即稳定谐振场,该模式的透射光谱宽度由微腔品质因子决定。

微腔的品质因子 Q 描述了微腔对光子在时域、频域上的约束能力^[17],其计算公式可以写为式(1)。

$$Q = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \omega\tau \quad (1)$$

其中, ω 和 λ 分别为模式的角频率与波长, τ 是腔内光子寿命, $\Delta\lambda$ 是谐振模式的半高宽。微腔的品质因子主要取决于微腔本征损耗(包括散射损耗 Q_{sca} 、材料吸收损耗 Q_{mat} 、辐射损耗 Q_{rad})以及由于外部器件耦合带来的耦合损耗 Q_{coup} , 即 $Q^{-1} = Q_{\text{sca}}^{-1} + Q_{\text{mat}}^{-1} + Q_{\text{rad}}^{-1} + Q_{\text{coup}}^{-1}$ ^[10]。

微腔的自由光谱范围(Free spectral range, FSR)是指微腔相邻角向模式之间的频率差,可以使用式(2)近似计算。

$$FSR \approx \frac{c}{2\pi R n_{\text{eff}}} \quad (2)$$

其中, c 为光速, R 为微腔半径, n_{eff} 为模式有效折射率。

1.2 回音壁微腔本征热噪声理论

对于基于外部参考腔的窄线宽激光器,其线宽性能会受到参考腔机械震动、温度波动的限制^[18-19]。与通常用作频率参考的 F-P 腔体相比,得益于回音壁微腔光学模式和声学模式之间的正交关系,其对机械噪声的敏感度较低^[20]。因此对于基于回音壁微腔的窄线宽激光,其性能限制主要来源于回音壁微腔的本征热噪声。微腔的本征热噪声包括热折变噪声、热膨胀噪声、热弹性噪声、光热噪声等,其中

热折变噪声和热膨胀噪声是最主要的热噪声^[20-21]。

热折变噪声是指微腔温度波动导致其折射率发生变化,进而导致谐振频率发生变化导致的噪声。其频率噪声谱计算公式可以写为式(3)。

$$S_v^2(f) = f_0^2 \frac{k_B \alpha_n^2 T^2}{\rho C V_m} \frac{R^2}{12D} \times \left[1 + \left(\frac{R^2}{D} \frac{2\pi |f|}{9\sqrt{3}} \right)^{3/2} + \frac{1}{6} \left(\frac{R^2}{D} \frac{\pi f}{4m^{1/3}} \right)^2 \right]^{-1} \quad (3)$$

其中, k_B 为玻尔兹曼常数, α_n 为材料热折变系数, ρ 、 C 、 D 分别为微腔材料的密度、比热容和热扩散系数, V_m 为光场的模式体积, R 和 T 分别为微腔的半径和温度, m 为模式的方位角模数, f_0 为载波频率。

微腔热膨胀噪声是指微腔的温度波动导致其几何尺寸发生变化,进而导致谐振频率发生变化导致的噪声,其频率噪声谱计算公式可以写为式(4)。

$$S_v^2(f) = f_0^2 \frac{k_B \alpha_l^2 T^2}{\rho C V_l} \frac{2R^2/\pi^2 D}{1 + (2fR^2/D\pi)^2} \quad (4)$$

其中, α_l 为材料的热膨胀系数, V_l 为腔体体积。

从式(3)与式(4)中可以看出,材料的热折变噪声和热膨胀噪声不仅受材料固有属性的影响,也受腔体体积与光场模式体积的影响。绝大多数的材料参数都是较为接近的,差距在一个数量级以内。因此微腔的热噪声主要取决于其模式体积与微腔体积,较大的模式体积与腔体体积可以带来更低的热噪声表现。

1.3 激光线宽评价理论

激光线宽通常指激光光谱的半峰全宽(Full Width at Half Maximum, FWHM)。传统的拍频激光线宽测量方法在测量窄线宽激光时,由于需要较高的带宽分辨率,仪器的采集时间会大大增加,时间窗口内的频率漂移量使得测量结果大于实际线宽。因此,业界更倾向于采用激光噪声测算方法,在评价窄线宽激光时准确度较高,主要包括积分线宽、 β 线宽、瞬时线宽等。

积分线宽 $\Delta\nu_{int}$ 的评价原理是将相位噪声 $S_\varphi^2(f)$ 分为两个区域。对于噪声水平大于其傅里叶频率的低频噪声,它会对激光频率产生具有高调制指数的慢频调制,从而对线宽产生贡献。而对于噪声水平小于其傅里叶频率的高频噪声部分,其调制指数较小,频率调制速度快,不会对激光的线宽产生显著影响。则激光的线宽可认为是单位相位调制指数对应的傅里叶频率,在激光相位噪声谱中,只对线型有贡

献的高频部分其积分值等于 $1/\pi$, 因此计算积分线宽的方法是将激光的单边带相位噪声自高频向低频积分直至积分值等于 $1/\pi$, 此时横坐标对应的傅里叶频率即为积分线宽,其计算公式为式(5)^[22]。

$$\int_{\Delta\nu_{int}}^{\infty} S_\varphi^2(f) df = \frac{1}{\pi} \quad (5)$$

β 线宽 $\Delta\nu_\beta$ 的评价原理与积分线宽类似,同样是将激光噪声分为对线宽有贡献的低频部分以及只对线型有贡献的高频部分,但不同之处在于其计算方法是利用 β 线将激光的频率噪声分为高低频部分,对低频部分进行积分以得到激光线宽,其计算公式为式(6)^[23]。

$$\Delta\nu_\beta = \int_{1/T_0}^{\infty} H(S_v^2(f) - 8\ln(2)f/\pi^2) S_v^2(f) df \quad (6)$$

瞬时线宽表征激光的高频噪声特性,利用激光的高频频率噪声底限计算,其计算公式为式(7)^[24]。

$$\Delta\nu = \pi S_v^2 \quad (7)$$

其中, S_v^2 表示高频频率噪声底限。

积分线宽与 β 线宽通过激光噪声低频部分计算线宽,描述的是激光输出频率在较长时间内的整体稳定性,而瞬时线宽通过激光的高频噪声计算,反映激光在瞬间的频率分布和稳定性,对激光性能的描述较为局限。在实际应用中,考虑到激光系统的性能需求和实际操作环境,积分线宽与 β 线宽相较于瞬时线宽更具有实用意义。

2 泵浦式回音壁微腔窄线宽激光

直接泵浦回音壁微腔产生激光的方式有两种,一种是使用增益介质掺杂、涂覆或制造微腔,通过光泵浦或电泵浦的形式使得微腔材料受激辐射产生激光,但这种方式产生激光的线宽很宽,在 GHz 量级^[25-26]。第二种是在微腔中利用非线性效应产生布里渊激光与拉曼激光,它们拥有比泵浦光更窄的线宽,近年来得到研究人员的广泛关注。

2.1 布里渊激光

布里渊激光的产生原理是受激布里渊散射,如图1所示,泵浦光与其在微腔中激发的声波进行非弹性散射,产生一束新的频率低于泵浦光频率的斯托克斯光束,这个新的光束即为布里渊激光。目前布里渊激光多利用较大的光纤环形腔来产生,而对于基于 WGM 微腔的布里渊激光,得益于 WGM 微腔的低光学损耗与小模式体积,受激布里渊散射的

阈值功率可以大幅降低。光纤环布里渊激光的阈值功率普遍在 mW 量级^[27-28], 而对于 WGM 微腔布里渊激光, 其阈值功率可低至 uW 量级^[29]。然而, 在 WGM 微腔中产生布里渊激光的最大挑战来自于满足频率匹配条件, 即泵浦光与布里渊激光都需落

在微腔的谐振模式中。例如, 受激布里渊散射的布里渊频移量一般为几十 GHz, 而半径为 100 μm 的二氧化硅微腔的 FSR 为几百 GHz, 因此通过常规方法在布里渊频移处难以找到模式来支持布里渊激光的谐振。

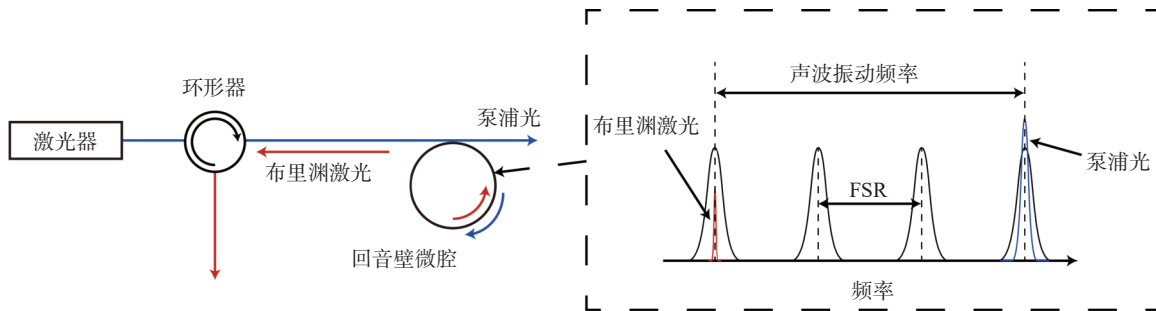


图 1 布里渊激光的产生原理示意图

Fig.1 Schematic diagram of the generation principle of Brillouin laser

微腔布里渊激光的特点是拥有较低的高频频率噪声^[30], 根据肖洛-汤斯理论计算其极限线宽为式(8)^[29]。

$$\nu = \frac{\Gamma_s^2}{(\Gamma_s + \Gamma_B)^2} \nu_p + \frac{\Gamma_s^2 \Gamma_B^2}{(\Gamma_s + \Gamma_B)^2} \frac{\hbar \omega_s}{4P_s} \quad (8)$$

其中, Γ_s 是支持布里渊激光产生的回音壁模式的线宽, Γ_B 是微腔布里渊增益带宽, ν_p 是泵浦光线宽, P_s 是布里渊激光的功率, \hbar 为约化普朗克常数, ω_s 为载波频率。从式(8)中可以看出, 微腔布里渊激光的线宽变窄是受激布里渊散射过程与回音壁微腔反馈二者共同作用的结果^[29, 31]。

目前产生布里渊激光的 WGM 微腔材料主要有 SiO_2 、 CaF_2 、 Si_3N_4 等, 可以简要比较三种材料体系的微腔布里渊激光线宽极限, 布里渊频移与微腔损耗都与材料特性有关, 对于三种材料的微腔损耗, 可分别取 $\Gamma_{\text{SiO}_2} = 200 \text{ kHz}$, $\Gamma_{\text{CaF}_2} = 25 \text{ kHz}$, $\Gamma_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 1 \text{ MHz}$, 而对于三种材料的布里渊增益带宽, 可分别取 $\Gamma_{\text{B(SiO}_2)} = 100 \text{ MHz}$ ^[32], $\Gamma_{\text{B(CaF}_2)} = 12 \text{ MHz}$ ^[33], $\Gamma_{\text{B(Si}_3\text{N}_4)} = 35 \text{ MHz}$ ^[34], 取 $\nu_p = 10 \text{ kHz}$ 、 $P_s = 5 \mu\text{W}$ 、 $\omega_s = 1.9355 \text{ THz}$ 并代入式(8), 计算得到三种微腔材料体系下布里渊激光的线宽极限分别为 $\nu_{\text{SiO}_2} = 0.04 \text{ Hz}$ 、 $\nu_{\text{CaF}_2} = 0.04 \text{ Hz}$ 、 $\nu_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 7.7 \text{ Hz}$, 可以看到 SiO_2 与 CaF_2 材料微腔分别由于布里渊增益带宽较大和腔体损耗低的原因, 拥有更低的布里渊激光极限线宽。

研究人员多通过增加回音壁微腔的尺寸、减小其 FSR 来实现微腔 FSR 与布里渊频移的匹配, 在增

加尺寸的过程中, 对微腔尺寸的精确控制也是必要的。2009 年, 美国的喷气实验室 (Jet Propulsion Laboratory, JPL) 首次在半径为 5.52 mm 的 CaF_2 晶体微腔中观察到了受激布里渊散射^[29]。2012 年, 美国加州理工学院 (California Institute of Technology, Caltech) 的 Vahala 等展示了利用一种新的化学蚀刻工艺精确控制 SiO_2 微腔尺寸的方法, 通过对微腔尺寸精确的控制, 使得其 FSR 与布里渊频移匹配并成功产生了布里渊激光, 其瞬时线宽为 0.18 Hz^[35]。

为了降低微腔布里渊激光的低频噪声, 2016 年, 美国国家标准技术研究院 (National Institute of Standards and Technology, NIST) 利用具有大模式体积的熔融的 SiO_2 微棒腔来产生布里渊激光, 微腔的大模式体积降低了其热弛豫时间, 进而降低了低频热噪声, 最终布里渊激光的拍频线宽达到 240 Hz^[36]。

为了进一步降低 WGM 微腔布里渊激光器的体积, 实现片上集成的微腔布里渊激光器, 2019 年, 美国加州大学圣塔芭芭拉分校 (University of California, Santa Barbara, UCSB) 的 Blumenthal 等制造了直径为 25 μm 的片上 Si_3N_4 微腔, 对应自由光谱范围约 2.72 GHz, 并产生了瞬时线宽为 0.7 Hz 的布里渊激光^[30], 虽然 Si_3N_4 微腔布里渊激光的线宽表现不如其他材料平台下的布里渊激光, 但其优势在于小体积、易于片上集成。

2.2 拉曼激光

拉曼激光的产生原理是受激拉曼散射, 其物理过程与受激布里渊散射类似, 但不同之处在于和泵

浦光产生非弹性散射的是分子而非声波场, 泵浦光的部分能量转移至分子使其跃迁至更高的振动能

态, 同时泵浦光的频率变低产生新的斯托克斯光, 其原理如图 2 所示。

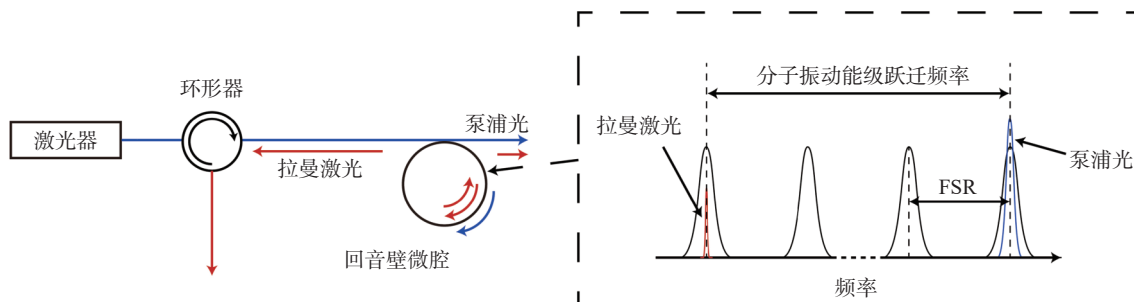


图 2 拉曼激光的产生原理示意图

Fig.2 Schematic diagram of the generation principle of Raman laser

与微腔布里渊激光类似, 由于微腔的窄线宽特性, 拉曼激光的线宽相较泵浦光也会有所下降。2011 年, 加拿大维多利亚大学 (University of Victoria, UVic) 的 Lu 等推导了微腔拉曼激光的极限线宽计算公式, 即式(9)^[37]。

$$\Delta\nu_R = (1 + \alpha^2) \frac{2\pi (1 + K_Q) K_Q h\nu^3}{P Q_0^2} \quad (9)$$

其中, α 表示由于腔内功率波动导致的激光相位波动, $K_Q = Q_0/Q_C$ 为微腔本征品质因子与耦合品质因子的比值, P 为激光功率。随后他们基于片上 SiO₂ 微环腔产生了窄线宽拉曼激光, 瞬时线宽达到 3 Hz。

由于晶体材料的拉曼增益带宽相比非晶体材料更小, 因此在晶体微腔中产生拉曼激光的难度通常较大, 但晶体氮化铝 (AlN) 材料具有六个拉曼活性声子, 降低了拉曼激光的产生难度。2022 年, 清华大学的 Liu 等利用品质因子为 3.7×10^6 的 AlN 微腔产生了拉曼激光, 其瞬时线宽达到 14 Hz^[38]。

3 锁定式回音壁微腔窄线宽激光

锁定式回音壁微腔窄线宽激光与泵浦式回音壁微腔窄线宽激光最大的不同在于窄线宽激光产生的机理: 锁定式回音壁微腔窄线宽激光是通过控制激光光源的输出频率, 将其锁定至回音壁微腔的谐振频率上, 减小出射激光的频率波动来产生窄线宽的激光。目前主要的锁定技术包括光学反馈的自注入锁定技术以及电学反馈的 PDH 锁定技术。

3.1 光学自注入锁定技术

自注入锁定技术是一种被动光学反馈的频率锁定技术, 不需要任何额外的器件, 因此基于自注入锁

定的窄线宽激光系统具有结构简单的优点。将自注入锁定技术与小体积的回音壁微腔配合, 有利于窄线宽激光系统朝着小型化、高集成度的方向发展。自注入锁定技术具有很好的高频噪声压制效果, 但对低频噪声的压制效果有限。

自注入锁定技术的原理是: 微腔中材料对谐振光的瑞利散射会导致后向传播模式的产生, 新的后向传播模式会沿原光路反向传输注入回激光器腔内, 由于模式竞争而使得激光器的出射光频率被拉向此注入光的频率, 即光学微腔的谐振频率, 从而产生频率稳定的效果, 其原理如图 3 所示。

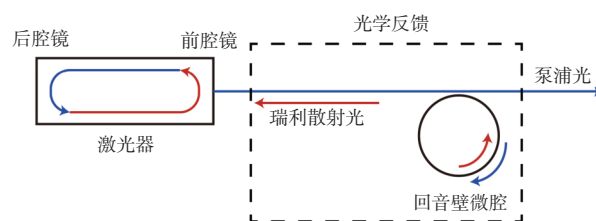


图 3 自注入锁定技术示意图

Fig.3 Schematic diagram of self-injection locking technology

很早就有研究人员进行了利用自注入锁定技术来压窄激光线宽的实验^[39], 但直到 2017 年, 俄罗斯量子中心 (Russian Quantum Center, RQC) 的 Gorodetsky 等才首次系统地构建了回音壁模式微腔的自注入锁定理论, 并推导出自注入锁定技术的线宽压窄系数计算公式^[40], 如式(10)所示。

$$\frac{\delta\omega}{\delta\omega_{\text{free}}} \approx \frac{Q_d^2}{Q_m^2} \frac{1}{16\Gamma_m^2 (1 + \alpha_s^2)} \quad (10)$$

其中, $\delta\omega_{\text{free}}$ 和 $\delta\omega$ 分别为自注入锁定前后的激光线

宽, Q_d 和 Q_m 分别为激光器谐振腔和回音壁微腔的品质因子, Γ_m 和 α_s 分别为反射系数和相位-振幅耦合系数。从式(10)中可以看出, 在激光器不变的情况下, 自注入锁定的输出线宽与回音壁微腔品质因子的平方成反比。

首次利用回音壁微腔自注入锁定技术进行对激光器的线宽压窄是 1998 年由 Vassiliev 等实现的, 他们使用熔融 SiO_2 微球腔实现了对半导体激光器的自注入锁定, 最终锁定后激光的拍频线宽小于 20 kHz^[39]。

晶体材料在很宽的光谱范围内都具有极低的材料损耗, 因此晶体回音壁微腔具有极高的品质因子, 用于压窄激光线宽可以获得非常好的性能表现。2010 年, 美国的 OEwaves 公司首次利用晶体微腔实现了对 DFB 激光器的自注入锁定, 通过将激光器锁定至品质因子为 2×10^7 的 CaF_2 晶体微腔上, 实现了拍频线宽小于 160 Hz 的窄线宽激光输出^[41]。2015 年, OEwaves 通过提升微腔加工工艺, 获得了品质因子超过 10^9 的晶体氟化镁 (MgF_2) 回音壁微腔, 将激光器锁定至高品质因子微腔后展示出了优异的性能表现: 积分线宽小于 30 Hz, 瞬时线宽达到亚 Hz 级别, 同时 OEwaves 进一步缩小了微腔自注入锁定激光器的体积, 实现了激光器、微腔、棱镜的紧密封装, 整个系统的体积小于 1 cm^3 ^[24]。

仅能单频输出的激光实用价值受到限制, 热调谐是实现自注入锁定激光输出频率最简单直接的方法, 通过改变微腔温度来改变其谐振波长, 但缺点是响应速度很慢, 且调谐范围受限。2011 年, OEwaves 公司为了实现微腔自注入锁定激光快速、大范围的频率调谐, 使用电光材料 LiTaO_3 制作回音壁微腔并构建了自注入锁定激光器, 实现了调谐速度小于 300 ns, 调谐范围 500 MHz 的窄线宽激光输出。但由于电光材料的吸收损耗较大, 用其制成的微腔品质因子仅有 1×10^8 , 因此最终激光输出的线宽较大, 拍频线宽为 1.8 kHz^[42]。能够实现微腔高品质因子的晶体材料如 MgF_2 、 CaF_2 等无法实现电光调谐, 而电光材料如 LiNbO_3 、 LiTaO_3 等由于损耗无法实现微腔的高品质因子, 进而导致输出激光的线宽压窄效果不好。为了解决这个问题, 2014 年 OEwaves 提出了压电陶瓷片驱动微腔的方式来实现高品质因数微腔的频率调谐, 利用压电陶瓷片对微腔施加应力, 通过弹光效应来改变微腔的折射率进而改变谐振波长, 实现了 3 GHz 的调谐范围^[43]。

得益于回音壁微腔在大波长范围内都具有高品质因子这一特性, 其在除 1550 nm 以外的其他波段实现窄线宽激光输出也具有很大潜力。2014 年, OEwaves 首先进行了利用微腔进行其他波段自注入锁定的尝试, 简单介绍了在 690 nm、1060 nm、2 μm 波段下的自注入锁定实现^[43]。在蓝紫光波段, OEwaves 在 370 nm^[44] 和 446.5 nm^[45] 下进行了自注入锁定实验, 使用品质因子大于 1×10^9 的 MgF_2 微腔产生了窄线宽输出, 并没有对线宽进行直接测量, 而是通过透射谱估计的方式粗估了线宽, 均小于 100 kHz。

自注入锁定的窄线宽激光对小型化光钟的实现也具有积极意义。OEwaves 针对铯原子、铷原子、镱原子跃迁谱线分别构建了 698 nm、780 nm、871 nm 的自注入锁定激光系统, 线宽分别为 1 kHz^[46]、5 Hz^[47]、小于 10 Hz 水平^[48]。对于二氧化碳吸收谱线和激光雷达应用所需的 2 μm 窄线宽激光, OEwaves 也进行了微腔自注入锁定的尝试, 瞬时线宽小于 15 Hz^[49], 拍频线宽为 50 Hz^[50]。

RQC 的 Gorodetsky 等针对多频输出的 F-P 半导体激光器, 使用品质因子超过 1×10^9 的 MgF_2 微腔进行了自注入锁定实验, 自注入锁定后 F-P 激光器的宽输出谱线坍塌为单根谱线, 最终激光的拍频线宽为 300 Hz^[51-52]。

UCSB 的 John Bowers、Daniel J. Blumenthal 等致力于片上硅基回音壁微腔研究。2021 年, 他们首先实现了片上全集成的 Si_3N_4 激光器, 与品质因子为 4×10^7 的 Si_3N_4 微环腔组合实现自注入锁定后, 瞬时线宽达到 Hz 级别^[53]。片上波导 Si_3N_4 微环腔具有体积小、易于实现片上集成的特点, 但由于 Si_3N_4 材料的吸收损耗较晶体材料大, 因此片上硅基回音壁微腔的品质因子不及晶体微腔。通过改进加工工艺, UCSB 制造出了品质因子为 2.6×10^8 的 Si_3N_4 微环腔, 将普通 DFB 激光器自注入锁定在其上后瞬时线宽达到了 1.2 Hz^[54]。

3.2 电学 PDH 锁定技术

PDH 锁定方法将光学锁相技术与光外差探测技术相结合, 把激光频率锁定在参考腔共振频率上, 具有鉴频信号幅度强、中心斜率大、控制带宽高等特点, 目前已广泛应用于超稳激光的产生。PDH 锁定技术通过电学反馈方法对反馈带宽频率范围以内的激光噪声进行有效抑制, 结合回音壁微腔体积小、模式线宽窄的特点, 适合应用于对低频段噪声具有较高要求的小型化应用场景, 如小型化光钟、

便携式量子通信等领域。

PDH 锁定技术的原理如图 4 所示, 首先光电调制器对激光施加相位调制信号, 由探测器收集微腔透射光, 再对透射光中的频率失谐信息进行解调产生误差信号, 经过伺服控制系统的处理后, 反馈到激光器进行频率补偿。

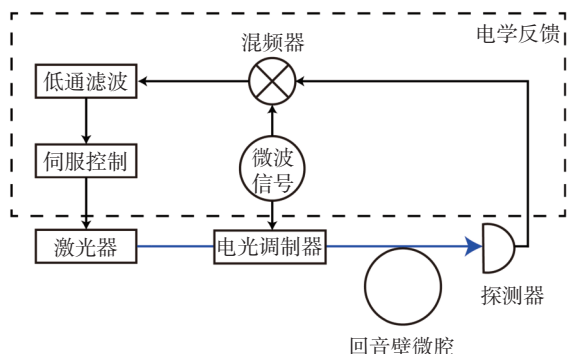


图 4 PDH 锁定技术示意图
Fig.4 Schematic diagram of PDH locking technology

PDH 锁定技术主要针对激光的低频噪声 (<1 MHz) 进行压制, 低频噪声的噪底由热膨胀噪声和热折变噪声这类热噪声极限决定^[20-21]。为了在实验中实现 MgF₂ 晶体回音壁微腔的热噪声极限, 2011 年, 洛桑联邦理工学院 (École Polytechnique Fédérale de Lausanne, EPFL) 的 Kippenberg 等为微腔构建了一个多层的真空、隔震、绝热外壳, 将 972 nm 半导体激光器通过 PDH 方法锁定至品质因子为 2×10⁹ 的 MgF₂ 微腔后, 其 100 ms 时的艾伦偏差达到了材料热折变噪声限制, 激光的拍频线宽为 290 Hz^[55]。为了降低晶体微腔热膨胀噪声, 2017 年 OEwaves 创新性地使用 Zerodur 零膨胀玻璃夹在 MgF₂ 微腔的上下面形成三明治结构补偿其热膨胀效应, 大幅降低了微腔的热膨胀噪声。最终将激光 PDH 锁定到热补偿微腔后, 其低频噪声达到了热折变噪声极限, 去掉电学噪声后的拍频线宽达到了 25 Hz^[15]。

将 PDH 锁定与主要降低激光高频噪声的布里渊激光或自注入锁定技术相结合, 可以实现激光高低频噪声的共同抑制。2015 年, Caltech 与 NIST 合作, 首先使用一个 SiO₂ 微盘腔 (品质因子为 10⁸ 量级) 产生布里渊激光, 随后使用半导体光放大器控制微盘腔中的光功率, 利用模式局部温度随光功率变化来调谐其谐振频率, 将其 PDH 锁定在另一个 SiO₂ 微棒腔 (品质因子也为 10⁸ 量级) 后, 实现了高频噪声与低频噪声的同时降低, 最终输出激光拍频线宽

为 95 Hz^[56]。2021 年, UCSB 使用两个品质因子为 5.6×10⁷ 的片上 Si₃N₄ 微环腔, 在第一个微环腔中产生布里渊激光后, 将其 PDH 锁定到第二个微环腔, 最终激光的拍频线宽达到 330 Hz^[57], 其线宽较大的原因是片上 Si₃N₄ 微环腔的品质因子相较于 SiO₂ 腔更低, 但片上微腔具有系统体积小、集成度高的优势。

3.3 中国计量科学院近期研究进展

近年来, 中国计量科学院前沿中心屈继峰团队开展了基于高品质因数晶体回音壁微腔的小型化窄线宽激光研究^[58]。

中国计量科学院团队设计并实现了一套精密磨抛设备, 攻克了高品质晶体光学微腔关键工艺, 制备出了直径为 9.5 mm、表面均方根粗糙度仅为 0.26 nm 的 MgF₂ 晶体回音壁微腔, 在 1550 nm 波段, 测得其本征品质因数达到 9.24×10⁹, 为该材料公开发表最高值^[58]。

进而, 团队研制了小型化光学锁相环硬件系统, 针对目前商业锁相仪器带宽不足、体积庞大等问题, 基于现场可编程门阵列 (FPGA) 技术实现了高速、双通道的光学锁相环集成硬件平台。该平台集成了调制器、混频器、滤波器以及伺服反馈控制系统, 其开环带宽达到 2.63 MHz。

最后, 团队自研小型化光学锁相环将德国 Toptica 公司的 CTL1550 外腔扫描型激光器通过 PDH 技术锁定至自研高品质 MgF₂ 晶体微腔, 自由运行状态下的激光积分线宽为 5kHz, 锁定后实现了积分线宽低至 20 Hz 的窄线宽激光输出, 系统的光学闭环反馈带宽达到 450 kHz, 激光锁定前后的相位噪声数据如图 5 所示。

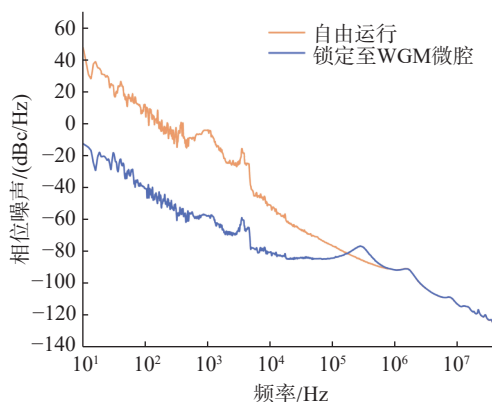


图 5 中国计量院自研小型化窄线宽激光系统相位噪声
Fig.5 Phase noise of miniaturized narrow linewidth laser system developed by National Institute of Metrology

4 总结与展望

本文回顾了基于回音壁微腔的窄线宽激光研究进展。首先,对于微腔布里渊激光与拉曼激光,其难点主要是满足泵浦光、斯托克斯光与回音壁模式之间的频率匹配。除了改变微腔 FSR,增加布里渊或拉曼增益的带宽也是一个降低频率匹配难度的方法。例如,使用压电陶瓷对微腔施加外部应力,改变其内部声速和声波的模式分布可以对布里渊增益带宽产生调节作用。除此之外,选择不同增益谱特性的材料也可以改变其增益带宽。

基于自注入锁定的回音壁微腔窄线宽激光其显著优势是不需任何额外的电学器件,因此在实现小型化、高集成度的窄线宽激光器方面具有很大潜力。但目前能够实现片上集成的 Si_3N_4 微环腔的品质因子只能达到 10^8 量级,故基于片上 Si_3N_4 微环腔的自注入锁定激光性能不及晶体微腔自注入锁定激光。因此,通过研究更先进的半导体片上加工工艺,提升 Si_3N_4 微腔的品质因子,可以实现性能更好的片上自注入锁定窄线宽激光。目前片上 Si_3N_4 微环腔的主要损耗来自散射损耗,减小微腔弯曲半径可以在一定程度上降低边界处的散射损耗,但这会导致辐射损耗变大,因此通过优化微环腔设计平衡散射损耗和辐射损耗之间的关系可以使得微腔品质因子得到进一步的提升。

基于 PDH 锁定的回音壁微腔窄线宽激光拥有较低的低频噪声,但受电学伺服带宽的限制,其对高频噪声没有压制能力,因此提高电学伺服带宽降低激光高频噪声可以进一步压窄激光线宽。除此之外,开发更高集成度的 PDH 锁定硬件系统,有利于窄线宽激光系统朝着小型化的方向进一步发展。

总之,回音壁微腔得益于其高品质因子与紧凑的体积,对实现窄线宽、低噪声、高集成度的激光器具有巨大的吸引力。未来通过进一步提升微腔的品质因子,同时对产生窄线宽的泵浦、锁定过程进行优化,有望获取线宽更窄、频率稳定度更高的回音壁微腔窄线宽激光。

参考文献

[1] Olsson S L I, Cho J, Chandrasekhar S, *et al.* Probabilistically shaped PDM 4096-QAM transmission over up to 200 km of fiber using standard intradyne detection[J]. *Optics Express*, 2018, 26(4): 4522-4530.

[2] Suh M G, Vahala K J. Soliton microcomb range measurement[J]. *Science*, 2018, 359(6378): 884-887.

[3] Corato-Zanarella M, Gil-Molina A, Ji X C, *et al.* Widely tunable and narrow-linewidth chip-scale lasers from near-ultraviolet to near-infrared wavelengths[J]. *Nature Photonics*, 2023, 17(2): 157-164.

[4] Siegman A E. Lasers [M]. University science books, 1986.

[5] Yariv A, Yeh P. Photonics: optical electronics in modern communications [M]. Oxford university press, 2007.

[6] Altug H, Englund D, Vučković J. Ultrafast photonic crystal nanocavity laser[J]. *Nature Physics*, 2006, 2(7): 484-488.

[7] Shi W, Fang Q, Zhu X, *et al.* Fiber lasers and their applications[J]. *Applied Optics*, 2014, 53(28): 6554-6568.

[8] Kessler T, Hagemann C, Grebing C, *et al.* A sub-40-mHz-linewidth laser based on a silicon single-crystal optical cavity[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(10): 687-692.

[9] Matei D G, Legero T, Hafner S, *et al.* 1.5 um Lasers with Sub-10 mHz Linewidth[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(26): 263202.

[10] Van V. Optical microring resonators: theory, techniques, and applications [M]. CRC Press, 2016.

[11] Vincent S, Subramanian S, Vollmer F. Optoplasmonic characterisation of reversible disulfide interactions at single thiol sites in the attomolar regime[J]. *Nature Communications*, 2020, 11(1): 2043.

[12] Liao J, Yang L. Optical whispering-gallery mode barcodes for high-precision and wide-range temperature measurements [J]. *Light: Science & Applications*, 2021, 10(1): 32.

[13] Herr T, Brasch V, Jost J D, *et al.* Temporal solitons in optical microresonators[J]. *Nature Photonics*, 2013, 8(2): 145-152.

[14] Yu D S, Chen J B, Zhang S G. Active whispering-gallery microclock in pulsed-operation mode[J]. *Physical Review A*, 2023, 107(4): 043712.

[15] Lim J, Savchenkov A A, Dale E, *et al.* Chasing the thermodynamical noise limit in whispering-gallery-mode resonators for ultrastable laser frequency stabilization[J]. *Nature communications*, 2017, 8(1): 8.

[16] Strutt J W, Rayleigh B. The problem of the whispering gallery[J]. *Philosophical magazine*, 1910, 20(5).

[17] 唐水晶, 李贝贝, 肖云峰. 回音壁模式光学微腔传感 [J]. *物理*, 2019, 48(3): 137-147.

[18] Nazarova T, Riehle F, Sterr U. Vibration-insensitive reference cavity for an ultra-narrow-linewidth laser[J]. *Applied Physics B*, 2006, 83(4): 531-536.

[19] Numata K, Kemery A, Camp J. Thermal-noise limit in the frequency stabilization of lasers with rigid cavities[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(25): 250602.

[20] Matsko A B, Savchenkov A A, Yu N, *et al.* Whispering-gallery-mode resonators as frequency references I Fundamental limitations[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2007, 24(6): 1324-1335.

[21] Savchenkov A A, Matsko A B, Ilchenko V S, *et al.* Whispering-gallery-mode resonators as frequency references II Stabilization[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2007, 24(12): 2988-2997.

[22] Hjelme D R, Mickelson A R, Beausoleil R G. Semiconductor laser stabilization by external optical feedback[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1991, 27(3): 352-372.

- [23] Di Domenico G, Schilt S, Thomann P. Simple approach to the relation between laser frequency noise and laser line shape[J]. *Applied Optics*, 2010, 49(25): 4801-4807.
- [24] Liang W, Ilchenko V S, Eliyahu D, *et al.* Ultralow noise miniature external cavity semiconductor laser[J]. *Nature Communications*, 2015, 6(1): 7371.
- [25] Chen S Y, Sun T, Grattan K T V, *et al.* Characteristics of Er and Er–Yb–Cr doped phosphate microsphere fibre lasers[J]. *Optics Communications*, 2009, 282(18): 3765-3769.
- [26] Li M, Gan J, Zhang Z, *et al.* Single mode compound microsphere laser[J]. *Optics Communications*, 2018, 420(1): 1-5.
- [27] Zhao J, Zhang C, Ji Z, *et al.* Widely tunable ultra-narrow linewidth single-longitudinal-mode Brillouin fiber laser with low threshold[J]. *Laser Physics*, 2014, 24(10): 105102.
- [28] Chen M, Meng Z, Zhou H. Low-threshold, single-mode, compact Brillouin/erbium fiber ring laser[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2013, 31(12): 1980-1986.
- [29] Grudinin I S, Matsko A B, Maleki L. Brillouin lasing with a CaF₂ whispering gallery mode resonator[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(4): 043902.
- [30] Gundavarapu S, Brodnik G M, Puckett M, *et al.* Sub-hertz fundamental linewidth photonic integrated Brillouin laser[J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(1): 60-67.
- [31] Debut A, Randoux S, Zemmouri J. Linewidth narrowing in Brillouin lasers: Theoretical analysis[J]. *Physical Review A*, 2000, 62(2): 023803.
- [32] Debut A, Randoux S, Zemmouri J. Experimental and theoretical study of linewidth narrowing in Brillouin fiber ring lasers[J]. *JOSA B*, 2001, 18(4): 556-567.
- [33] Sonehara T, Konno Y, Kaminaga H, *et al.* Frequency-modulated stimulated Brillouin spectroscopy in crystals[J]. *JOSA B*, 2007, 24(5): 1193-1198.
- [34] Botter R, Ye K, Klaver Y, *et al.* Guided-acoustic stimulated Brillouin scattering in silicon nitride photonic circuits[J]. *Science Advances*, 2022, 8(40): 2196.
- [35] Lee H, Chen T, Li J, *et al.* Chemically etched ultrahigh-Q wedge-resonator on a silicon chip[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(6): 369-373.
- [36] Loh W, Becker J, Cole D C, *et al.* A microrod-resonator Brillouin laser with 240 Hz absolute linewidth[J]. *New Journal of Physics*, 2016, 18(4): 045001.
- [37] Lu T, Yang L, Carmon T, *et al.* A Narrow-Linewidth On-Chip Toroid Raman Laser[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2011, 47(3): 320-326.
- [38] Liu K, Yao S, Ding Y, *et al.* Fundamental linewidth of an AlN microcavity Raman laser[J]. *Optics Letters*, 2022, 47(17): 4295-4298.
- [39] Vassiliev V V, Velichansky V L, Ilchenko V S, *et al.* Narrow-line-width diode laser with a high-Q microsphere resonator[J]. *Optics Communications*, 1998, 158(1-6): 305-312.
- [40] Kondratiev N M, Lobanov V E, Cherenkov A V, *et al.* Self-injection locking of a laser diode to a high-Q WGM microresonator[J]. *Optics Express*, 2017, 25(23): 28167-28178.
- [41] Liang W, Ilchenko V S, Savchenkov A A, *et al.* Whispering-gallery-mode-resonator-based ultranarrow linewidth external-cavity semiconductor laser[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(16): 2822-2824.
- [42] Ilchenko V, Dale E, Liang W, *et al.* Compact tunable kHz-linewidth semiconductor laser stabilized with a whispering-gallery mode microresonator [C]. *Laser Resonators and Beam Control XIII*. SPIE, 2011.
- [43] Kudryashov A V, Paxton A H, Ilchenko V S, *et al.* On phase noise of self-injection locked semiconductor lasers [C]. *Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XVI*. SPIE, 2014.
- [44] Savchenkov A A, Chiow S-W, Ghasemkhani M, *et al.* Self-injection locking efficiency of a UV Fabry–Perot laser diode[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(17): 4175-4178.
- [45] Donvalkar P S, Savchenkov A, Matsko A. Self-injection locked blue laser[J]. *Journal of Optics*, 2018, 20(4): 045801.
- [46] Xie Z, Liang W, Savchenkov A A, *et al.* Extended ultrahigh-Q cavity diode laser[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(11): 2596-2599.
- [47] Lai Y-H, Eliyahu D, Ganji S, *et al.* 780 nm narrow-linewidth self-injection-locked WGM lasers [C]. *Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XXII*. 2020.
- [48] Lai Y-H, Love S, Savchenkov A, *et al.* 871nm Ultra-Narrow-Linewidth Laser for Yb⁺ Clock [C]. *CLEO: Science and Innovations*. Optica Publishing Group, 2021.
- [49] Dale E, Bagheri M, Matsko A B, *et al.* Microresonator stabilized 2 μm distributed-feedback GaSb-based diode laser[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(23): 5559-5562.
- [50] Savchenkov A A, Eliyahu D, Heist B, *et al.* On acceleration sensitivity of 2 μm whispering gallery mode-based semiconductor self-injection locked laser[J]. *Applied Optics*, 2019, 58(9): 2138-2145.
- [51] Galiev R R, Pavlov N G, Kondratiev N M, *et al.* Spectrum collapse, narrow linewidth, and Bogatov effect in diode lasers locked to high-Q optical microresonators[J]. *Optics Express*, 2018, 26(23): 30509-30522.
- [52] 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(11): 694-698.
- [53] Xiang C, Guo J, Jin W, *et al.* High-performance lasers for fully integrated silicon nitride photonics[J]. *Nature Communications*, 2021, 12(1): 6650.
- [54] Jin W, Yang Q-F, Chang L, *et al.* Hertz-linewidth semiconductor lasers using CMOS-ready ultra-high-Q microresonators[J]. *Nature Photonics*, 2021, 15(5): 346-353.
- [55] Alnis J, Schliesser A, Wang C Y, *et al.* Thermal-noise-limited crystalline whispering-gallery-mode resonator for laser stabilization[J]. *Physical Review A*, 2011, 84(1): 011804.
- [56] Loh W, Green A A S, Baynes F N, *et al.* Dual-microcavity narrow-linewidth Brillouin laser[J]. *Optica*, 2015, 2(3): 225-232.
- [57] Liu K, Dallyn J H, Brodnik G M, *et al.* Photonic circuits for laser stabilization with ultra-low-loss and nonlinear resonators[J]. arXiv preprint arXiv: 2107.03595, 2021.
- [58] Qu Z, Liu X, Zhang C, *et al.* Fabrication of an ultra-high quality MgF₂ micro-resonator for a single soliton comb generation[J]. *Optics Express*, 2023, 31(2): 3005-3016.