

# 基于光学反馈频率锁定的窄线宽稳定中红外激光产生技术研究\*

杨家齐<sup>1)2)</sup> 赵刚<sup>1)2)†</sup> 焦康<sup>1)2)</sup> 高健<sup>1)2)</sup> 闫晓娟<sup>1)2)</sup>  
赵延霆<sup>1)2)</sup> 马维光<sup>1)2)‡</sup> 贾锁堂<sup>1)2)</sup>

1) (山西大学, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

2) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2023年6月27日收到; 2023年8月24日收到修改稿)

中红外精密激光光谱技术在痕量气体检测、基本物理常数测定等领域都有重要应用, 然而由于缺乏窄线宽、稳定的中红外光源, 很难实现中红外精密光谱测量. 本文介绍了一种基于光学反馈频率锁定的窄线宽稳定中红外激光产生技术, 分析了光学反馈实现激光到 F-P 腔锁定的可行性, 利用一个高精度中红外超稳 F-P 腔作为频率参考, 基于光学反馈技术实现了量子级联激光器到该超稳腔的锁定. 经过评估得到激光器线宽被压窄到 1.1 Hz, 压窄激光线宽的同时稳定了激光频率, 将激光器的长期漂移控制在 20 kHz/12 h. 其中, 为了获取长时间稳定的光学反馈, 基于 PDH 技术获取了误差信号, 用于对反馈相位的实时伺服控制.

**关键词:** 激光频率锁定, 中红外激光, 线宽压窄, 光学反馈

**PACS:** 42.62.Fi, 95.85.Hp

**DOI:** 10.7498/aps.73.20231049

## 1 引言

中红外波段光谱被称为分子的“指纹光谱区”, 其对应于分子振转能级的基频带跃迁, 吸收线强度要比近红外的泛频带跃迁强 2—3 个数量级, 对其进行精密光谱测量可以用于痕量气体检测、基本物理常数测定等. 然而在中红外波段, 由于相关技术起步较晚、商业化程度较低, 缺乏窄线宽激光源以及线宽压窄技术, 同时也缺乏稳定的中红外频率标准, 限制了中红外精密光谱的发展.

量子级联激光器 (quantum cascade laser, QCL) 是目前商业化程度最高、应用最广泛的中红

外激光源<sup>[1]</sup>. QCL 通过半导体多量子阱异质结构子带间的跃迁来实现激光输出<sup>[2]</sup>, 输出波长可以覆盖整个中红外波段, 输出功率可达上百 mW; 通过控制激光温度和驱动电流, 波长调谐范围可达百 GHz, 并且其本征激光线宽只有百 Hz 量级, 是进行中红外光谱测量的良好光源. 然而, 在较长的观测时间尺度上 ( $>10 \mu\text{s}$  量级), 由于受到激光驱动电流噪声、温度波动等因素的影响, QCL 自由运转时的线宽大于 MHz 量级, 因此无法满足精密光谱测量的要求.

由于近红外窄线宽超稳激光产生技术相对成熟, 所以结合频率转换技术将中红外激光锁定到近红外超稳激光是最直接的获取高性能中红外光源

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFC3700329)、国家自然科学基金 (批准号: 61905134, 61905136, 62175139) 和山西省留学人员科技活动项目 (批准号: 20220001) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: gangzhao@sxu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: mwg@sxu.edu.cn

的方法. 例如, Argence 等<sup>[3]</sup> 首先将 QCL 与近红外光梳和频转换到 1.55  $\mu\text{m}$  波段, 然后将该频率梳锁定到一个近红外超稳激光源上, 从而获得了亚赫兹量级中红外激光的输出, 是目前已报道的线宽最窄的中红外光源. 然而, 该类方法需要在近红外稳频系统的基础上增加非线性光学转换模块, 这样会在增加系统复杂性的同时, 额外引入噪声.

在可见光和近红外波段, 最有效压窄激光线宽、增加激光频率稳定性的手段是通过 Pound-Drever-Hall (PDH)<sup>[4-6]</sup> 技术将激光器频率锁定到外部高精度超稳光学腔的本征模式 (纵模) 上. 当光学腔的温度和压力都得到良好的控制, 且通过隔振设计有效抑制机械振动后, 光学腔长的稳定性将会大大提高, 致使纵模频率的长期漂移可以控制在 kHz/12 h 量级以下<sup>[7]</sup>. 当光学腔的精细度大于  $10^5$  时, 纵模的线宽仅为 kHz 量级. PDH 技术通过解调光学腔的反射光获取鉴频信号, 利用电子伺服系统反馈到激光的频率执行器 (例如光纤激光器内部的压电陶瓷或半导体激光器的电流等), 从而抑制激光频率噪声, 在稳定激光频率的同时, 压窄激光线宽. 为了获取稳定的锁定结果, 要求 PDH 伺服系统的反馈带宽远大于激光器线宽, 从而抑制绝大部分的激光频率噪声, 因此利用窄线宽激光源 (例如固体激光器和光纤激光器), 可以更容易实现优越的锁定性能. 然而在中红外波段, 由于 QCL 的线宽很宽, 利用 PDH 技术实现其对高精度光学腔的高性能锁定难度极大, 通常只能实现 QCL 到低精细度腔的锁定, 导致对激光线宽压窄的效果有限<sup>[8]</sup>.

光学反馈是另一种可以实现半导体激光器到光学腔锁定的方法<sup>[9-11]</sup>. 相比于 PDH 这种全电子反馈技术, 光学反馈频率锁定技术是一种光学反馈和电子反馈相结合的锁定方法. 在光学反馈中, 当反馈率低于  $10^{-4}$  (弱反馈情形) 时, 利用光学腔的反射光作为注入光, 返回激光器内部形成光学反馈现象, 自动抑制激光频率噪声<sup>[12]</sup>. 同时利用一个电子控制回路抑制反馈相位的低频扰动, 保证其始终等于  $2\pi$  的整数倍, 从而获取长期稳定的锁定效果<sup>[13]</sup>. 因此, 在光学反馈中, 只需要设计一个低带宽的电学伺服系统来动态校正反馈相位, 就可以获得稳定的激光频率锁定. 相比于 PDH 技术, 光学反馈系统设计难度大大减小.

早期使用光学反馈技术压窄激光线宽的实验

研究均采用 V 型腔<sup>[14-16]</sup>, 例如 2014 年 Fasci 等<sup>[17]</sup> 利用光学反馈将 8.6  $\mu\text{m}$  的分布式反馈量子级联激光器 (distributed feedback-quantum cascade laser, DFB-QCL) 激光器率锁定到一个高精度 V 型腔上, 在 1 ms 的观测时间内将激光线宽压窄至 4 kHz. 相比于线性 Fabry-Pérot (F-P) 腔, 尽管 V 型腔的结构更加复杂, 稳定性更差, 同时存在奇偶模效应, 会影响锁定性能. 但 V 型腔可以规避腔前镜直接反射光对激光器的反馈影响. 而对于线性 F-P 腔, 其腔前镜的直接反射光和腔内泄露光会同时返回激光器, 可能造成光学反馈竞争. 然而在 2020 年, 本课题组联合美国国家标准与技术研究院提出了基于线性 F-P 腔的光学反馈 QCL 频率锁定技术<sup>[18]</sup>, 成功将激光线宽压窄到 Hz 量级. 通过理论建模, 我们发现在 F-P 腔腔模中心位置处, 对反馈相位进行准确控制可以避免腔前镜直接反射光引起光学反馈, 使得 QCL 稳定地锁定到 F-P 腔上. 在该实验中, 使用了一个粘有压电陶瓷的光学腔, 通过扫描腔长实现激光频率的调谐, 获得了腔内气体的吸收光谱, 因此并没有对激光频率进行长期稳定.

为此, 本文搭建了中红外高精度超稳线性 F-P 腔, 通过对腔体温度和压力的精准控制, 实现了腔长以及腔模频率的稳定. 通过光学反馈实现了 QCL 到超稳腔的锁定, 从而获得窄线宽高稳定的中红外激光频率参考. 首先给出了线性 F-P 腔光学反馈下的激光频率响应模型, 并分析了直接反射光对激光频率的影响; 之后实验上验证了锁定的有效性, 最终评估了锁定性能.

## 2 基本原理与实验装置

### 2.1 线性 F-P 腔光反馈原理

在传统光学反馈中, 使用如图 1(a) 所示的三镜 V 型腔, 当一束光入射到 V 型腔, 在腔前镜处会产生两束与入射光反向传输的光, 一束是入射光照射在腔前镜的镀反射膜面产生的直接反射光; 另一束为激光耦合进入光学腔, 在腔内来回反射时, 再次经过腔前镜产生的腔内泄露光. 其中, 由于光学腔可以看作一个对于激光频率的低通滤波器, 只有与腔纵模一致的激光频率才能形成共振, 因此泄露光可以看作是一个经过滤波的窄线宽激光 (线宽等于腔纵模宽度). 同时, 腔内泄露光会沿激光输入

原路径返回激光器, 形成光学反馈, 而直接反射光由于激光入射光学腔存在非  $90^\circ$  的入射角度, 因此不会反射回激光器.

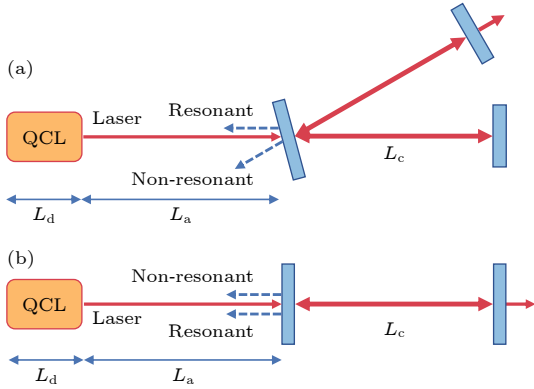


图 1 (a) 基于 V 型腔的光学反馈示意图; (b) 基于 F-P 腔的光学反馈示意图

Fig. 1. (a) Schematic diagram of V-shaped cavity based optical feedback; (b) schematic diagram of Fabry-Pérot cavity based optical feedback.

而对于线性 F-P 腔, 如图 1(b) 所示, 由于激光  $90^\circ$  正入射到光学腔, 直接反射光和腔内泄露光会同时沿原路返回激光器, 可能会造成光学反馈竞争现象. 此时, 激光器实际输出光角频率  $\omega$  可以表示为 [15,19]

$$\omega_{\text{free}} = \omega + K_1 \frac{\sin[\omega(\tau_a + \tau_c) + \theta] - r_m^2 \sin[\omega\tau_c + \theta]}{1 + F^2 \sin(\omega\tau_c/2)^2} - K_2 \sin(\omega\tau_a + \theta), \quad (1)$$

式中,  $\omega_{\text{free}}$  表示在自由运转时 (即无光学反馈情况下) 的激光角频率,  $\tau_a$  表示激光从出射端面到谐振腔前镜的单次往返时间,  $\tau_c$  则表示激光在谐振腔内的单次往返时间. 系数  $F = 2r/(1 - r^2)$ ,  $\theta = \arctan(\alpha)$ , 其中  $r$  代表腔镜的反射系数,  $\alpha$  为亨利因子 [15]. 等式右端最后两项分别代表腔内泄露光与直接反射光的光学反馈引入项, 对于 V 型腔, 代表直接反射光的第 3 项等于 0. 此外,  $K_1$  与  $K_2$  分别为腔内泄露光与直接反射光的权重因子:

$$K_1 = Kr_m/(1 - r_m^2), \quad K_2 = Kr_m, \quad (2)$$

$$K = \sqrt{1 + \alpha^2} \frac{c}{2nL_d} \sqrt{\beta} \frac{1 - r_0^2}{r_0},$$

式中,  $c/2nL_d$  代表 QCL 激光器的自由光谱范围,  $n$  为激光器内增益介质折射率,  $L_d$  为激光器内部谐振腔腔长,  $r_0$  为激光器出射端面反射系数,  $\beta$  则代表激光在外部光路往返的功率衰减.

假设在腔模位置处腔内泄露光的反馈相位是  $2\pi$  的整数倍, 即  $\omega\tau_a + \theta = 2m\pi$ ,  $m = 1, 2, 3, \dots$ , 并且  $\omega\tau_c = 2n\pi$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots$ , 根据 (1) 式模拟得到的结果如图 2 所示, 横轴为自由运转的激光频率, 纵轴为光学反馈锁定后的激光频率, 横坐标的中心位置处 (零点位置) 表示激光角频率等于腔某个纵模角频率. 图 2(b) 是将图 2(a) 中心处放大的结果, 黑色曲线代表没有光学反馈时的激光频率结果, 蓝色虚线代表仅考虑来自腔前反射光参与光学反馈时的激光频率. 非谐振光会在激光频率上叠加一个正弦波变化, 但是当激光频率接近腔模的激光频率时, 可以看出黑色曲线与蓝色虚线逐渐重叠, 表明非谐振光对激光器的光学反馈影响逐渐减弱直至消失. 红色虚线代表腔内泄露光和直接反射光共同参与光学反馈时的激光频率变化, 而黑色箭头代表随着电流扫描实际输出的激光频率. 当激光频率远离腔纵模角频率时, 主要受直接反射光反馈的影响, 因此红色虚线趋向于蓝色虚线. 当接近腔纵模角频率时, 激光频率会从点  $\alpha$  跳变至点  $\beta$  处, 在红线上会出现一个激光输出频率稳定不变的区域  $\beta - \gamma$ , 这表示激光频率已锁定至腔纵模频率上, 而该区域即为光学反馈的锁定范围, 此时直接反射光

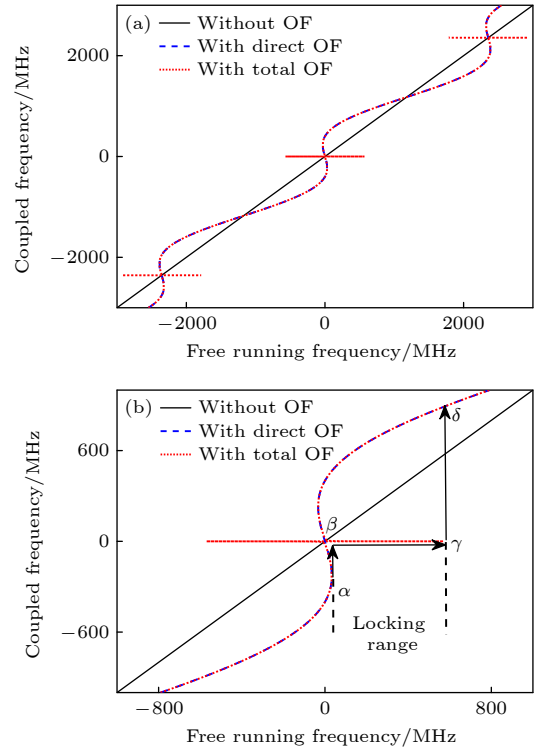


图 2 (a) 模拟激光频率; (b) 局部放大图

Fig. 2. (a) Simulation of the laser frequency; (b) partial zoom.

不会对激光角频率产生影响. 当超出锁定范围时, 激光频率将从点  $\gamma$  跳变至点  $\delta$ , 此时直接反射光为主要影响因素. 因此, 当在腔模频率处, 反馈相位等于  $2\pi$  的整数倍时, 可以在锁定范围内实现激光到线性 F-P 腔的稳定锁定.

## 2.2 实验装置

基于超稳腔的中红外 QCL 线宽压窄实验装置如图 3 所示. 我们使用一个 DFB-QCL (Hamamatsu, LE1532 QCL, TO 封装) 作为光源, 中心波长为 4527 nm, 最大输出功率 120 mW, 其出射面镀有增透膜. 激光器放置于定制的黄铜散热底座上, 底座放置在精密位移台以粗调激光器到 F-P 腔前镜的距离. 出射的激光依次经过一个二分之一波片 ( $\lambda/2$ )、一个偏振分束棱镜 (PBS)、一个模式匹配透镜、一个四分之一波片 ( $\lambda/4$ ) 以及一对反射镜后耦合进入光学腔. 通过旋转  $\lambda/4$  可以改变激光的偏振态, 从而改变从谐振腔返回注入 QCL 激光器的光功率大小, 以调节光学反馈率. 为了保证反馈的有效性, 将反馈率控制在  $10^{-4}$  左右, 因此进入光学腔的激光近似为圆偏光.

实验中使用的超稳腔采用了三层结构, 最内层为一个由两面曲率半径为 1 m 的高反镜组成的双凹腔. 高反镜的反射率约为 99.98%. 腔长为 10 cm, 对应的自由光谱区为 1.5 GHz. 腔体由低温膨胀系数材料 (ultra low expansion glass, ULE) 组成, 其温度膨胀系数为  $3 \times 10^{-8} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ . 第 2 层为一个无氧

铜屏蔽层, 能够有效对腔外热辐射进行反射, 同时对内腔进行温度控制. 温控单元采用热敏电阻、帕尔贴以及 PID 温控模块相结合的方式, 将腔体温度稳定控制在  $27 \text{ } ^\circ\text{C}$ , 控温精度可以达到  $0.001 \text{ } ^\circ\text{C}$ . 为降低腔体对外界机械振动的敏感度<sup>[20,21]</sup>, 我们使用橡胶棒将 ULE 腔体悬架固定在铜屏蔽层上. 最外层为一个不锈钢真空腔, 通过一个离子泵将腔内真空度控制在  $2 \times 10^{-7} \text{ Pa}$ , 减小空气流动、外界声音振动对腔长稳定度的影响. 最后为了进一步减小小振动影响, 整个装置放置在隔振光学平台上. 经过以上措施, 可以大幅降低外界环境对系统稳定性的干扰, 提高光学腔本征频率的稳定度.

激光通过超稳腔后, 透射光由光电探测器 (PD1) 进行探测; 而超稳腔的反射光通过 PBS 反射, 进入另一个光电探测器 (PD2). 为了保证光学反馈的长期稳定性, 需要对反馈相位进行动态控制, 使其在腔模频率处始终等于  $2\pi$  的整数倍. 实验中通过控制光路上压电陶瓷的伸缩, 从而改变光路路径长度实现反馈相位的控制. 采用了与 PDH 锁定技术相同的误差信号获取方式<sup>[22]</sup>, 使用一个频率为 2.4 MHz 的高频正弦信号对 QCL 激光器驱动器进行调制产生边带, 再利用同频率的参考信号对 PD2 输出的腔反射信号进行解调, 该误差信号不仅反映了激光频率与腔模频率的偏差, 还反映了光学反馈相位的偏移, 之后将获得的误差信号送入 PID, 输出的校正信号再送给压电陶瓷的驱动, 从而校正反馈相位, 保证激光到光学腔的紧密锁定.

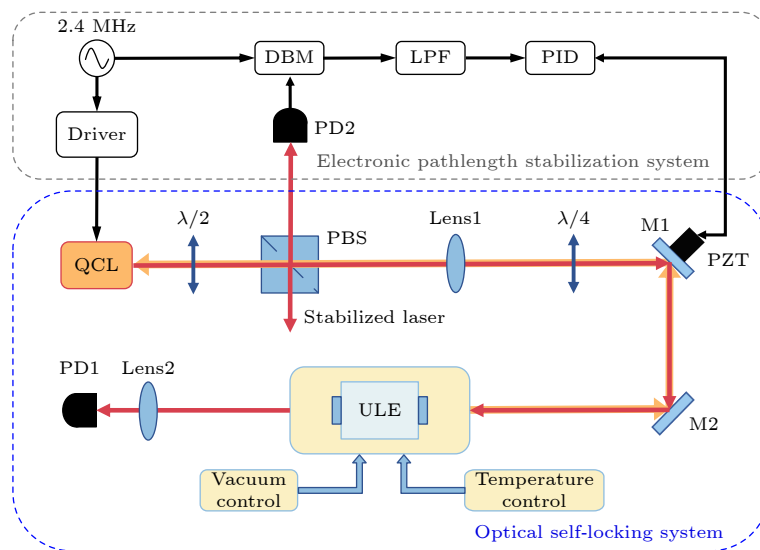


图 3 实验方案

Fig. 3. Diagram of experimental setup.

### 3 分析与讨论

在激光器频率锁定到光学腔的情况下, 光学腔纵模的线宽越窄, 锁定后激光线宽也越窄. 而光学腔纵模线宽取决于腔的精细度, 为了准确获取腔的精细度, 利用腔衰荡光谱技术测量了腔镜的反射率. 测量过程中, 将光学腔保持在真空环境 (气压  $< 0.1$  Pa), 将透射探测器输出连接到一个阈值电路, 当检测到透射信号增强时, 表示激光与光学腔达到共振, 阈值电路会发出一个脉冲信号将激光电流斩断, 从而触发衰荡信号. 采集获得的衰荡信号图 4 中黑点所示, 红线为使用 e 指数进行拟合的结果, 拟合获得衰荡信号的信噪比为 2172, 空腔衰荡时间为  $3.2 \mu\text{s}$ , 计算可得到精细度  $F = 30200$ , 腔纵模线宽为  $49.7 \text{ kHz}$ .

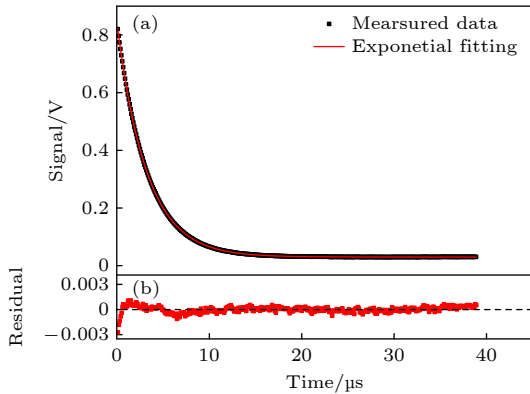


图 4 (a) 空腔衰荡信号; (b) 拟合残差  
Fig. 4. (a) Empty-cavity ring-down signal; (b) fitting residual.

实验使用频率为  $10 \text{ Hz}$  的三角波对激光器驱动电流进行扫描, 使用光电探测器采集到的腔透射信号如图 5 所示. 扫描过程中出现了 5 个光学腔腔模, 此时由于光学反馈相位在腔模频率处等于  $2\pi$  的整数倍, 可以观察到腔模的加宽, 这表示激光频率被短暂地锁定到了腔模频率上, 并且由于激光频率中高频噪声被抑制, 因此获取了高信噪比的腔模信号. 而图中腔模之间的幅度起伏是由扫描激光电流造成的激光功率变化引起的.

当减小激光器电流扫描范围只显示单个腔模, 采集到的腔模信号与解调的反馈相位误差信号如图 6 所示, 其中横坐标是使用自由光谱区标定的光学频率 (下横坐标), 也可以看作是激光驱动电流的变化结果 (上横坐标). 可以看出由于光学反馈,

激光可以在很宽的激光驱动电流变化范围内与光学腔保持共振, 腔透射信号始终保持高电平输出, 而激光到腔的锁定范围大于  $500 \text{ MHz}$ . 相比于 PDH 锁定技术的锁定范围近似等于腔模的线宽 (仅为  $\text{kHz}$  量级), 光学反馈的锁定范围扩大 5 个数量级, 因此光学反馈锁定的鲁棒性更优, 对于振动等外界干扰的敏感度更低. 根据测量获得的激光器驱动电流波动 ( $< 0.01 \text{ mA}$ ) 与温度波动 ( $\pm 0.001 \text{ }^\circ\text{C}$ ), 计算得到对应的激光频率漂移分别为  $12 \text{ MHz}$  和  $7 \text{ MHz}$ , 远小于锁定范围, 因此能够实现长期锁定. 同时也可以看出获得的解调信号关于腔模中心 (即腔透射信号最高峰处) 接近奇对称, 可以作为误差信号用于反馈相位锁定.

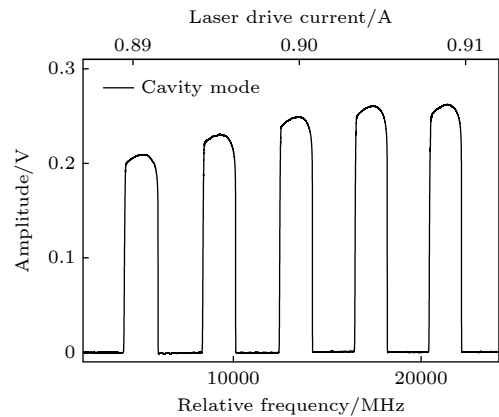


图 5 腔透射信号  
Fig. 5. Cavity transmission signal.

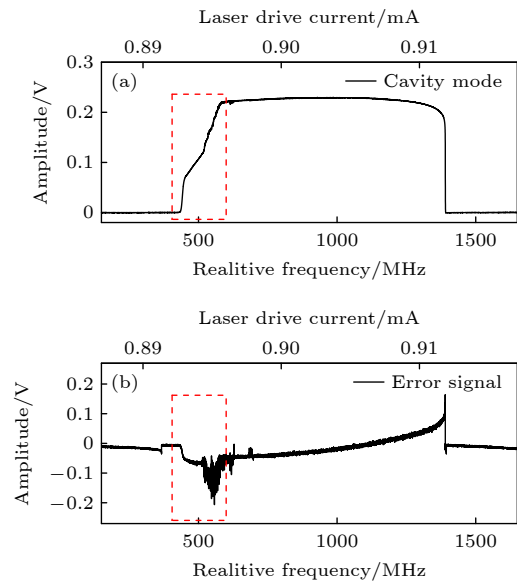


图 6 (a) 未锁定腔模信号; (b) 误差信号  
Fig. 6. (a) Without-locking cavity mode signal; (b) error signal.

另外需要说明的是, 由于激光光束质量较差, 其空间模式不符合单一的高斯线形, 因此在匹配中激发了光学腔高阶横模, 会造成腔模信号和误差信号的扭曲变形和噪声, 如图 6 中红色虚线框标记所示, 但是由于高阶横模频率远离腔纵模频率中心, 因此不会影响最终的锁定性能.

将关闭激光电流扫描并且进行锁定后, 腔模信号与误差信号分别如图 7(a), (b) 所示. 此时激光被完全锁定到腔模中心频率, 由于激光频率与光学腔达到共振, 激光在腔内建立起很强的光场, 获得了稳定、持续的腔透射信号, 同时误差信号被稳定地控制在零点处. 利用误差信号反推出激光到腔模的频率误差, 并且对其进行噪声谱密度分析, 得到的结果如图 8 中红线所示, 当傅里叶电子频率大于 100 Hz 时, 激光频率噪声谱密度表现为白噪声响应,  $S_f(\phi) \approx 0.35 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ , 表示在观测时间小于 10 ms 时, 激光的线宽  $\Delta\nu$  约为  $\pi S_f(\phi) = 1.1 \text{ Hz}$ <sup>[23]</sup>. 之后利用腔长  $L$  (10 cm)、腔体温控的稳定性  $\Delta T$

( $0.01 \text{ }^\circ\text{C}/12 \text{ h}$ ) 以及 ULE 的热膨胀系数  $\alpha$  ( $3 \times 10^{-8} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ), 计算得到腔长变化  $\Delta L = \alpha \cdot \Delta T \cdot L = 0.03 \text{ nm}$ , 最终获取锁定后激光频率的长期稳定性约为  $20 \text{ kHz}/12 \text{ h}$ .

## 4 结 论

本文为了解决中红外波段缺乏窄线宽稳定中红外激光的问题, 提出了一种基于光学反馈锁定的窄线宽稳定中红外激光产生技术. 基于理论分析, 可得出通过对反馈相位的精确动态控制, 可以避免直接反射光对光学反馈过程的影响, 从而实现激光到 F-P 腔的稳定锁定. 接着在  $4.5 \text{ }\mu\text{m}$  波段, 实现了 QCL 激光器到高精度超稳光学腔的锁定. 其中光学腔通过多层设计, 实现了对光学腔温度和压力的精准控制, 同时抑制了振动、外界声音噪声对光学腔的影响. 通过对反馈相位的动态控制, 获取了长期稳定的光学反馈锁定. 利用锁定前后的误差信号对锁定性能进行评估, 得到激光器的线宽被压窄到了 1.1 Hz. 同时评估获得激光频率的长期漂移为  $20 \text{ kHz}/12 \text{ h}$ . 下一步, 我们计划将利用该窄线宽稳定中红外激光, 作为中红外频率参考, 用于  $^{14}\text{CO}_2$  中红外精密光谱测量, 实现对其进行超高灵敏检测.

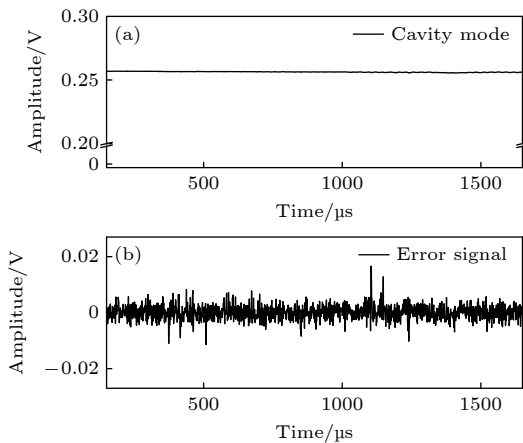


图 7 (a) 锁定后腔模信号; (b) 误差信号

Fig. 7. (a) With-locking cavity mode signal; (b) error signal.

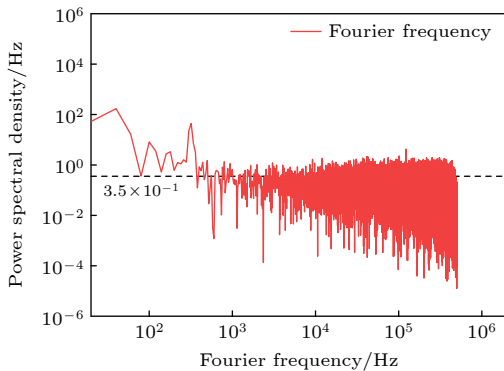


图 8 激光频率功率谱密度

Fig. 8. Power noise spectral density of error signal.

## 参考文献

- [1] Hugi A, Maulini R, Faist J 2010 *Semicond. Sci. Technol.* **25** 083001
- [2] Faist J, Capasso F, Sivco D L, Sirtori C, Hutchinson A L, Cho A Y 1994 *Science* **264** 553
- [3] Argence B, Chanteau B, Lopez O, Nicolodi D, Abgrall M, Chardonnet C, Daussy C, Darquié B, Le Coq Y, Amy-Klein A 2015 *Nat. Photon.* **9** 456
- [4] Pound R V 1946 *Rev. Sci. Instrum.* **17** 490
- [5] Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, Hough J, Ford G M, Munley A J, Ward H 1983 *Appl. Phys. B* **31** 97
- [6] Shi X, Zhang J, Zeng X, Lü X, Liu K, Xi J, Ye Y, Lu Z 2018 *Appl. Phys. B* **124** 153
- [7] Qiao C, Tan C Z, Hu F C, Couturier L, Nosske I, Chen P, Jiang Y H, Zhu B, Weidemüller M 2019 *Appl. Phys. B* **125** 215
- [8] Taubman M S, Myers T L, Cannon B D, Williams R M, Capasso F, Gmachl C, Sivco D L, Cho A Y 2002 *Opt. Lett.* **27** 2164
- [9] Weidmann D, Smith K, Ellison B 2007 *Appl. Opt.* **46** 947
- [10] Maisons G, Carbajo P G, Carras M, Romanini D 2010 *Opt. Lett.* **35** 3607
- [11] Zhao B, Wang X, Wang C 2020 *ACS Photonics* **7** 1255
- [12] Gagliardi G, Looock H P 2014 *Cavity-Enhanced Spectroscopy and Sensing* (Heidelberg: Springer) pp163–183

- [13] Tian J, Zhao G, Fleisher A J, Ma W, Jia S 2021 *Opt. Express* **29** 26831
- [14] Dahmani B, Hollberg L, Drullinger R 1987 *Opt. Lett.* **12** 876
- [15] Laurent P, Clairon A, Breant C 1989 *IEEE J. Quantum Electron.* **25** 1131
- [16] Hemmerich A, McIntyre D H, Schropp D, Meschede D, Hänsch T W 1990 *Opt. Commun.* **75** 118
- [17] Fasci E, Coluccelli N, Cassinero M, Gambetta A, Hilico L, Gianfrani L, Laporta P, Castrillo A, Galzerano G 2014 *Opt. Lett.* **39** 4946
- [18] Zhao G, Tian J, Hodges J T, Fleisher A J 2021 *Opt. Lett.* **46** 3057
- [19] Morville J, Kassi S, Chenevier M, Romanini D 2005 *Appl. Phys. B* **80** 1027
- [20] Kessler T, Legero T, Sterr U 2012 *J. Opt. Soc. Am. B* **29** 178
- [21] Nazarova T, Riehle F, Sterr U 2006 *Appl. Phys. B* **83** 531
- [22] Zhao G, Bailey D M, Fleisher A J, Hodges J T, Lehmann K K 2020 *Phys. Rev. A* **101** 062509
- [23] Kikuchi K 2012 *Opt. Express* **20** 5291

# Research on generation of stable mid-infrared lasers with narrow linewidths based on optical feedback locking\*

Yang Jia-Qi<sup>1)2)</sup> Zhao Gang<sup>1)2)†</sup> Jiao Kang<sup>1)2)</sup> Gao Jian<sup>1)2)</sup>  
 Yan Xiao-Juan<sup>1)2)</sup> Zhao Yan-Ting<sup>1)2)</sup> Ma Wei-Guang<sup>1)2)‡</sup>  
 Jia Suo-Tang<sup>1)2)</sup>

1) (*State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

2) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

( Received 27 June 2023; revised manuscript received 24 August 2023 )

## Abstract

Mid-infrared precision spectroscopy has important applications in the fields of trace gas detection and the determination of fundamental physical constants. However, due to the limited commercialization of related technologies, there is a lack of narrow linewidth laser sources or linewidth narrowing approaches in the mid-infrared region, as well as stable mid-infrared frequency standards. The most commercialized and widely used mid-infrared laser source is the quantum cascade laser (QCL). But its free-running linewidth is more than MHz scale due to the influence of laser drive current noise and temperature fluctuation. This impedes the development of precision spectroscopy in this region. In this work, we introduce a technique for generating a narrow linewidth, stable mid-infrared laser by using optical feedback frequency locking, with a high-finesse mid-infrared ultrastable Fabry-Pérot cavity as the frequency reference. The optical cavity consists of two high reflectivity mirrors separated by ultra-low expansion (ULE) material with a low temperature expansion coefficient, and its temperature is precisely controlled. And the cavity is also surrounded in a vacuum cavity made of stainless steel. All these measures ensure the cavity length and its longitudinal mode stability. By using optical feedback, a QCL is locked to the cavity, which stabilizes the laser frequency and narrows the laser linewidth. In order to improve the long-term stability of the optical feedback, an active servo is leveraged to control the feedback phase. The error signal for the servo is obtained by using the method similar to the Pound-Drever-Hall locking. In this work, we first theoretically analyze the feasibility of laser to F-P cavity frequency locking by optical feedback. We propose the laser frequency response model with a linear F-P cavity under optical feedback, and analyze the influence of the direct cavity reflection on the laser frequency. Then the experimental demonstration is conducted. Firstly, we measure the reflectivity of the cavity mirror by using cavity ring-down spectroscopy, resulting in a cavity finesse of 30200 and a cavity mode linewidth of 49.7 kHz. After that, we successfully achieve optical feedback frequency locking, and consecutive cavity transmission is observed. The error signal for the control of the optical feedback phase is used to evaluate the locking performance by converting it into the laser frequency noise. By analyzing the noise spectral density, the QCL linewidth is narrowed to 0.3 Hz on a short timescale ( $< 10$  ms). And the long-term stability is suspected to be dedicated by the temperature variation of the optical cavity, resulting in a laser frequency drift 20 kHz/12 h. The narrow linewidth stabilized mid-infrared laser source obtained with this technique is expected to serve as an effective frequency reference source for mid-infrared precision spectroscopic measurements.

**Keywords:** laser frequency locking, mid-infrared laser, linewidth narrowing, optical feedback

**PACS:** 42.62.Fi, 95.85.Hp

**DOI:** 10.7498/aps.73.20231049

\* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2022YFC3700329), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61905134, 61905136, 62175139), and the Advanced Funding Project for the Scientific Research of the Returned Overseas Chinese Scholars of Shanxi Province, China (Grant No. 20220001).

† Corresponding author. E-mail: [gangzhao@sxu.edu.cn](mailto:gangzhao@sxu.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [mwg@sxu.edu.cn](mailto:mwg@sxu.edu.cn)

## 基于光学反馈频率锁定的窄线宽稳定中红外激光产生技术研究

杨家齐 赵刚 焦康 高健 闫晓娟 赵延霆 马维光 贾锁堂

## Research on generation of stable mid-infrared lasers with narrow linewidths based on optical feedback locking

Yang Jia-Qi Zhao Gang Jiao Kang Gao Jian Yan Xiao-Juan Zhao Yan-Ting Ma Wei-Guang Jia Suo-Tang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 014205 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231049

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231049>

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

基于铋纳米片可饱和吸收被动调 $Q$ 中红外单晶光纤激光器

Bismuth nanosheets based saturable-absorption passively  $Q$ -switching mid-infrared single-crystal fiber laser

物理学报. 2020, 69(18): 184205 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200337>

光学反馈线性腔衰荡光谱技术不确定性

Uncertainty of optical feedback linear cavity ringdown spectroscopy

物理学报. 2022, 71(12): 124201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20220186>

基于二维纳米材料可饱和吸收体的中红外超快光纤激光器

Two-dimensional material as a saturable absorber for mid-infrared ultrafast fiber laser

物理学报. 2020, 69(18): 188101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200472>

基于层状 $WS_2$ 调制激光泵浦的光学参量振荡中红外运转特性

Operation characteristics of mid-infrared optical parametric oscillation pumped by layered  $WS_2$  modulated laser

物理学报. 2022, 71(2): 024204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211409>

2  $\mu$  m波段硫系玻璃微球激光器的制备和表征

Fabrication and characterization of chalcogenide glass microsphere lasers operating at 2  $\mu$  m

物理学报. 2019, 68(6): 064209 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181817>

驱动激光波长对超短脉冲与原子相互作用产生高次谐波发射的影响

Influence of driving-laser wavelength on emission of high-order harmonic wave generated by atoms irradiated by ultrashort laser pulse

物理学报. 2022, 71(23): 233205 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220743>