

专题: 超冷原子分子物理

基于声子激光的量子精密测量和应用*

李沛东^{1)3)#} 袁泉^{2)3)#} 陈亮^{1)†} 冯芒^{1)4)5)‡}

1) (中国科学院精密测量科学与技术创新研究院, 武汉 430071)

2) (广州工业智能研究院, 广州 511458)

3) (中国科学院大学, 北京 101408)

4) (湖南师范大学, 量子效应及其应用协同创新中心, 长沙 410081)

5) (广州工业研究院有限公司, 量子精密测量研究中心, 广州 511458)

(2026 年 5 月 18 日收到; 2026 年 6 月 13 日收到修改稿)

精密测量是探索自然规律、推动科技变革的核心基石, 而量子精密测量技术的兴起为突破经典物理极限提供了全新路径. 声子激光作为光学激光在声学领域的类比, 通过受激增益过程产生高相干性的机械振荡, 已成为量子精密测量领域的研究热点. 本文系统综述了声子激光的基本原理、实现平台及其在精密测量中的前沿应用. 首先, 从经典动力学的“负阻尼”机制与量子动力学的 Lindblad 主方程出发, 构建了描述声子激光产生的统一理论框架. 随后, 对比分析了囚禁离子体系、腔光力体系, 以及光镊悬浮体系等典型物理平台在构造增益通道与实现非线性饱和方面的独特优势. 重点探讨了声子激光在超灵敏电场检测、质量测量及角动量传感等核心应用场景中的最新研究进展. 最后, 对声子激光在迈向室温实用化、片上集成化以及大尺度阵列化方向所面临的挑战与发展前景进行了展望, 旨在为量子精密测量与微纳光力学的交叉研究提供重要参考.

关键词: 声子激光, 量子信息, 量子精密测量**DOI:** 10.7498/aps.75.20260710**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260710

1 引言

精密测量是人类探索自然基本规律、推动基础科学突破与高新技术产业变革的核心基石. 从引力波的直接探测到原子钟时间基准的建立, 从微观生物单分子的力学特性表征到宏观无 GPS 环境下的超高精度惯性导航, 物理量测量极限的每一次突破, 都伴随着人类对客观世界认知边界的系统性拓展. 近年来, 量子力学与精密测量技术深度融合形成的量子精密测量技术^[1], 借助量子叠加、量子纠缠、量子压缩等量子资源, 能够突破经典物理框架下的散粒噪声极限与标准量子极限, 实现对物理量

的超高灵敏度、超高分辨率测量, 已成为全球量子科技领域的核心前沿研究方向之一.

精密测量物理的发展, 始终离不开激光技术的革命性突破. 自 1960 年首台激光器问世以来^[2], 基于受激辐射放大的相干光源不仅深刻重塑了基础物理研究的格局, 也成为现代国防、工业加工、信息通信及生物医学等领域不可或缺的核心基石. 光学激光的核心物理机制, 是通过泵浦在增益介质中建立粒子数反转, 并以自发辐射产生的微弱光子为初始种子, 在光学谐振腔的反馈与模式选择作用下经历受激辐射放大, 从而形成具备极高时间与空间相干性的相干光场; 其优异的单色性、极低的相位噪声、超高的功率密度等核心特性^[3,4], 为冷原子物

* 国家自然科学基金 (批准号: U25D9005, 12534020) 和广州南沙区高端领军人才创新团队项目 (批准号: 2021CXTD02) 资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: liangchen@wipm.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: mangfeng@wipm.ac.cn

理、量子精密测量、非线性光学、量子信息科学等前沿学科的跨越式发展提供了核心驱动力,也奠定了现代高精度光学测量的技术根基。

光学激光的实现与广泛应用,推动着物理学家将受激辐射放大的核心思想,拓展到其他服从玻色-爱因斯坦统计的玻色子体系中。在凝聚态物理体系中,声子作为晶格机械振动的能量量子,是弹性波与机械波的元激发,也是固体中能量与信息传递的核心载体之一,其与光子同属玻色子,严格满足玻色-爱因斯坦统计,这为声子体系实现受激辐射放大提供了最核心的物理基础。类比于光学激光的受激辐射光放大原理,物理学家们一直在探索声子领域的受激辐射放大过程,声子激光 (phonon laser) 的概念由此诞生。

自 20 世纪 60 年代相关理论构想与实验提出以来^[5],历经六十余年的发展,随着材料科学、微纳加工技术以及量子操控技术的飞速发展,声子激光这一概念已从早期的理论构想稳步走向实验实现。2009 年,美国加州理工学院团队首次在囚禁离子系统中实现了声子激光的实验验证^[6],正式开启了声子激光实验研究的全新篇章。截至目前,声子激光已相继在囚禁离子^[6-8]、腔光力学系统^[9-12]、光镊悬浮系统^[13-15]等多种物理体系^[16-18]中成功实现,展示了这一物理规律在跨尺度下的普适性,工作频段已从千赫兹拓展至太赫兹频段,工作温度从液氮低温向室温实用化稳步迈进,器件结构也从离散式实验系统向片上集成化方向快速发展。

伴随着声子激光器件核心性能的持续提升,其在量子精密测量领域的应用研究快速兴起。基于优异的相干特性与低噪声优势,声子激光已在微弱电场测量、极弱力检测、位移传感、惯性测量、单自旋探测、生物力学成像等多个核心方向,展现出远超传统声子探测技术的性能优势,部分测量方案的灵敏度已逼近标准量子极限。同时,声子激光频率梳、压缩声子激光等新技术的出现,更为突破量子极限的精密测量提供了全新路径,在引力本质探测、地下资源勘探、无卫星惯性导航、医疗超声超分辨成像等领域展现出极为广阔的应用前景。此外,作为量子信息处理中连接不同量子比特载体(如光子与电子)的机械桥梁,相干声子场在量子转导与分布式量子计算中亦扮演着关键角色。

值得注意的是,过去十余年中,国内外研究同行已发表了若干关于腔光力学或固体声子学演化

的优秀综述(例如侧重于光力学基础理论与宏观量子效应的经典文献^[19],或侧重于微纳晶格结构中声子输运特性的相关报道)。这些已有综述为科学界理解声子场的基本物理性质奠定了坚实基础,但已有讨论多偏向于经典参量不稳定性或材料层面的声子色散关系。与这些已有文献相比,本综述的核心特色与侧重点在于:系统性地聚焦于声子激光在量子精密测量领域的交叉前沿应用。我们并没有在单一测量维度上强行比较各平台的优劣,而是深刻立足于“特定测量任务与特定物理体系天然契合”的物理逻辑,系统性地梳理并剖析了囚禁单离子(微观尺度)、芯片级光力微腔(宏观尺度)以及光镊悬浮颗粒(介观尺度)等跨尺度物理体系,在面对各自最具优势的差异化测量场景(如微观体系天然对应么牛级极弱电场力、宏观微腔对应高频声学传感与高灵敏质量负载、介观体系对应高维转动与相干声学频率梳等)时的非线性响应机制、本征噪声限制以及探测灵敏度演进。这有助于读者清晰地把握各个平台在不同精密测量需求下的物理边界与独特适用性,为研制针对特定测量任务的高性能实用化量子传感器件提供清晰的演进参考。

基于此,本综述围绕声子激光及其在量子精密测量中的应用展开全面梳理。本文第 2 节详细阐述声子激光的基本物理原理,分别从基于谐振子模型的经典描述与基于 Lindblad 主方程的量子动力学描述出发,构建统一的理论框架;第 3 节分类梳理囚禁离子体系、腔光力学体系以及光镊悬浮体系等不同物理平台下声子激光的实验实现方案与研究进展,对比各体系的性能优势与应用局限;第 4 节为本文的核心内容,重点聚焦于声子激光在电场传感、质量测量、角动量测量等核心物理量的量子精密测量中的典型应用场景,详细分析各类测量方案的工作原理、性能优势与最新突破;最后,第 5 节总结当前声子激光精密测量技术面临的核心挑战,对其未来的关键技术突破、发展方向与潜在应用前景进行展望,以期量子精密测量、微纳光力学等相关领域的科研人员提供全面的参考与借鉴,推动声子激光技术从基础研究向实用化、集成化的量子精密测量器件稳步发展。

2 声子激光原理与实现

深入剖析声子激光的物理机制,必然要求建立

一套能够贯穿从宏观动力学到微观量子力学的统一理论框架. 尽管目前声子激光已经在包括囚禁离子、腔光力以及光镊悬浮系统等多种物理体系中得以实现, 但其产生过程在理论层面共享着高度统一的描述框架. 本节将跳出具体的实验装置, 首先在经典非线性动力学的框架下, 探讨受驱动的增益介质如何通过响应滞后引入“负阻尼”, 进而驱动机械模式跨越阈值进入稳定的极限环振荡. 随后, 将视野转向量子领域, 利用开放量子系统理论剖析声子态的演化规律, 阐明机械模式如何通过受激增益过程跨越相变阈值, 并最终由热态转化为声子激光态.

2.1 声子激光的经典动力学模型

声子激光作为传统光学激光在声学领域的自然延伸, 尽管目前实现的物理体系有所不同, 但在经典动力学层面上, 其核心物理图像均可抽象为一个机械谐振模式与一个受驱动的增益介质 (如光学谐振腔、原子二能级系统等) 之间的非线性耦合过程. 这种非线性耦合作用给机械模式提供负阻尼作用, 从而将机械模式从非相干的热运动驱动至自发的相干振动状态, 实现机械模式的相干放大, 产生声子激光. 在这一过程中机械模式 (声子) 通常表现为一个受驱动的阻尼简谐振子, 其运动方程为

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + m \gamma_m \frac{dx}{dt} + m \omega_m^2 x = F_{\text{noise}}(t) + F_{\text{ext}}(x, \dot{x}), \quad (1)$$

其中 x 为机械模式位移, γ_m 为机械模式耗散率, ω_m 为机械模式的固有频率, $F_{\text{noise}}(t)$ 为系统外部随机热噪声, 满足 $\langle F_{\text{noise}}(t) F_{\text{noise}}(t') \rangle = 2m\gamma_m k_B T \times \delta(t - t')$ 的关系, F_{ext} 为增益介质对机械模式施加的非线性耦合力.

声子激光产生的关键在于耦合力 F_{ext} 相对于机械模式位移 x 的非瞬时响应, 这导致增益介质所施加的耦合力 F_{ext} 在时间演化上必然产生相位滞后, 从而产生与机械模式运动速度 $\dot{x}$ 正相关的耗散

项分量. 将耦合力 F_{ext} 在平衡位置附近进行一阶泰勒展开, 可以写作:

$$\begin{aligned} F_{\text{ext}}(x, \dot{x}) &\approx F_0 + \frac{dF_{\text{ext}}}{dx} x + \frac{dF_{\text{ext}}}{d\dot{x}} \dot{x} \\ &= F_0 + k_{\text{ext}} x + m \gamma_{\text{ext}} \dot{x}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中 γ_{ext} 项即为由耦合力 F_{ext} 对机械模式位移 x 的响应滞后所引起的阻尼. 这使得系统的总有效阻尼变为

$$\gamma_{\text{eff}} = \gamma_m + \gamma_{\text{ext}}, \quad (3)$$

在特定的外部泵浦条件 (如典型的蓝失谐驱动) 下, 该分量表现为持续对机械振荡做正功, 从而在系统中引入了一个负值的动力学阻尼率, 即 $\gamma_{\text{ext}} < 0$, 这一项成功提供了直接补偿本征力学耗散的“负阻尼”增益机制.

随着外部驱动功率的不断攀升, 当动力学负阻尼的绝对值增长至恰好完全抵消机械系统固有的黏滞摩擦与热耗散, 即满足 $\gamma_{\text{eff}} = 0$ 时, 系统达到激射阈值 (threshold). 从非线性动力学的相空间轨迹来看, 这一阈值点在物理上对应于一个标准的超临界 Hopf 分岔 [20]. 根据非线性自激振荡理论, 跨越分岔点前, 系统的稳态为相空间原点, 表现为受环境热噪声主导的随机布朗运动; 而跨越分岔点后, 系统原本微小的热涨落被迅速呈指数级放大, 并最终收敛于一个具有确定振幅和周期的孤立封闭轨迹, 即极限环 (limit cycle). 这种摆脱了对初始条件依赖、由系统自身非线性机制决定的稳态相干振荡, 在宏观上便定义了声子激光的产生 [6]. 在此状态下, 增益与损耗在新的振幅下重新达成动态平衡, 机械振动的能谱发生显著的谱线窄容.

为了更深刻地理解这一新型声学相干源的物理本质, 表 1 将声子激光与传统的光学激光 (光子激光) 进行了横向对比. 尽管声子激光在概念上是光学激光在声学领域的自然延伸, 共享着受激放大、超越阈值以及从热态向相干态转变等核心物理范

表 1 声子激光与光学 (光子) 激光的核心物理特征对比

Table 1. Comparison of core physical characteristics between phonon lasers and optical (photon) lasers.

物理特性	光学 (光子) 激光	声子激光
能量载体	光子 (电磁场量子, 玻色子)	声子 (机械运动/晶格振动量子, 玻色子)
典型工作频段	红外、可见光、紫外 ($\sim$ THz 量级)	低频至高频声波 ($\sim$ kHz 至 $\sim$ GHz 频段)
微观能量注入	原子/分子能级间的受激辐射跃迁	受激声子辐射 (如线性的相干边带耦合 [8])、辐射压力驱动 [19]
主要非线性饱和机制	增益介质的反转粒子数耗尽 (饱和增益)	三能级量子饱和效应 (单离子体系 [30,31])、人工主动非线性反馈 (光镊 [13])
主要耗散与退相干	光学微腔的光子泄漏、自发辐射衰减	固体内耗 (声学声子散射)、残余气体分子碰撞摩擦

式,但在物理载体与非线性饱和机制上,两者存在着本质差异.特别是在非线性饱和方面,光子激光依赖于增益介质的反转粒子数耗尽;而在声子激光中,维稳极限环的非线性机制则高度依赖于具体物理体系——例如囚禁单离子体系(如 $^{40}\text{Ca}^+$)中三能级内部演化的量子饱和效应,亦或是光镊悬浮系统中的主动非线性电光反馈.这种紧密依赖于宏观或微观实体质量与势场的特性,赋予了声子激光对微弱外力、质量负载和角动量极其敏感的天然优势,使其成为量子精密测量领域不可替代的新型载体.

2.2 开放量子系统框架下的声子激光动力学

在此前讨论的经典声子激光动力学基础上,当系统进入量子区域,声子模的量子特性及其与环境的相干/非相干相互作用成为主导因素.

在量子区域,声子模的演化必须通过开放量子系统理论进行描述.其核心物理机制可抽象为受驱动的增益介质(内部自由度)与高品质因子机械谐振子(声子模)之间的相干耦合.系统的全量子动力学由 Lindblad 形式的量子主方程统一描述^[8,21–23]:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \rho] + \sum_k \mathcal{D}[\hat{L}_k](\rho), \quad (4)$$

其中 ρ 为系统密度矩阵, $\hbar$ 为约化普朗克常数, $\mathcal{D}[\hat{L}_k](\rho) = \hat{L}_k \rho \hat{L}_k^\dagger - \frac{1}{2}\{\hat{L}_k^\dagger \hat{L}_k, \rho\}$ 为描述非相干演化的 Lindblad 耗散项.

系统的总哈密顿量 $\hat{H}$ 包含了系统内部的相干演化,通常表示为

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{int}} = \hbar\omega_m \hat{a}^\dagger \hat{a} + \hat{H}_{\text{gain}} + \hat{H}_{\text{int}}, \quad (5)$$

其中自由项 $\hat{H}_0$ 描述了各子系统的无扰动能量; $\hbar\omega_m \hat{a}^\dagger \hat{a}$ 为机械模的能量, $\hat{a}^\dagger$ 和 $\hat{a}$ 分别为声子的产生和湮灭算符, ω_m 为本征机械振动频率; $\hat{H}_{\text{gain}}$ 为增益子系统(如原子的内能级或光学腔场)的本征自由能量.相干耦合项 $\hat{H}_{\text{int}}$ 描述了增益介质与力学谐振子之间的相互作用.以典型囚禁离子系统(例如 $^{40}\text{Ca}^+$ 离子)的蓝边带驱动配置为例,自旋-谐振子的相干耦合项可具体写作: $\hat{H}_{\text{int}} = \hbar\eta\Omega(\hat{\sigma}_+ \hat{a}^\dagger + \hat{\sigma}_- \hat{a})$, 其中 $\hat{\sigma}_\pm$ 为增益介质电子内态的升降算符, η 为 Lamb-Dicke 参数, Ω 为驱动激光的 Rabi 频率.这种相干耦合在微观上确保了内部能级在发生受激辐射跃迁的同时,能够向机械模注入相干声子,从而实现声学放大.

量子跳跃算符 $\hat{L}_k$ 则统一描述了系统与特定外部环境热库(environment bath)的非相干相互作用,明确区分了增益与损耗的微观物理过程: 1) 机械模与热库的耦合,对应跳跃算符 $\hat{L}_a = \sqrt{\gamma_m(n_{\text{th}} + 1)}\hat{a}$ 和 $\hat{L}_{a^\dagger} = \sqrt{\gamma_m n_{\text{th}}}\hat{a}^\dagger$, 分别描述了力学振子向温度为 T 的热库释放声子的本征耗散过程,以及从热库吸收热声子的热激发过程(其中 $n_{\text{th}} = [\exp(\hbar\omega_m/k_B T) - 1]^{-1}$ 为环境平均热声子数, γ_m 为本征力学耗散率); 2) 增益介质与电磁真空的耦合,对应算符 $\hat{L}_{\sigma_-} = \sqrt{\Gamma_-}\hat{\sigma}_-$, 描述了内部能级向电磁真空热库发生自发辐射的非相干弛豫过程;而有效的受控泵浦过程则可通过相应的有效增益算符 $\hat{L}_{\sigma_+} = \sqrt{\Gamma_+}\hat{\sigma}_+$ 来等效描述($\Gamma_\pm$ 为有效演化速率).

在动力学演化过程中,这些非相干过程与相干驱动场共同决定了系统的布居分布.当系统跨越相变阈值时,由增益介质(如蓝边带驱动)提供的受激增益足以克服系统中的各种有效损耗(包括红边带冷却引起的受激损耗及环境阻尼).在非线性饱和机制的作用下,总增益与总损耗最终达成动态平衡,使得系统在相空间中锁定为具有恒定振幅的极限环运动.此时,系统内部各自由度的演化达到稳态,确保了相干振荡的长期维持.该主方程构成了量子声子激光理论研究的基石,对于涉及非线性耦合或非经典声子态演化的复杂过程,通常需要以此方程为出发点进行精确的数值求解.

在构建解析模型时,由于涉及多自由度耦合的密度矩阵演化极为复杂,绝热消除方法在不同层级上发挥着关键作用.首先,在主方程构建阶段,若系统中存在演化极快的衰减通道(如离子阱中的红边带辅助衰减),可将内态能级与环境的耦合整体绝热消除.这种处理方式能够在主方程中引入直接作用于声子算符的有效损耗项(如形式为 $\mathcal{D}[\hat{a}]\rho$ 的 Lindblad 项)^[24–26],从而在简化模型的同时,解释了机械模有效增益与损耗的微观来源.

其次,为了直观展现增益与耗散的竞争机制并获取解析阈值,通常将密度矩阵演化转换为海森伯表象下算符期望值的运动方程:

$$\frac{d\langle\hat{O}\rangle}{dt} = \frac{i}{\hbar}\langle[\hat{H}, \hat{O}]\rangle + \sum_k \langle\tilde{\mathcal{D}}[\hat{L}_k](\hat{O})\rangle, \quad (6)$$

其中 $\tilde{\mathcal{D}}[\hat{L}_k](\hat{O}) = \hat{L}_k^\dagger \hat{O} \hat{L}_k - \frac{1}{2}\{\hat{L}_k^\dagger \hat{L}_k, \hat{O}\}$. 在分析动力学阈值时,若增益子系统(如内态或腔场)的演化速率远大于机械模,可利用动力学层面的绝热消

除假设, 即认为内态算符在声子演化的时间尺度内瞬时达到稳态. 通过令增益介质的算符期望值 (此处统一引入符号 $\hat{S}$ 来泛指增益介质算符, 例如原子系统中的极化算符 $\hat{\sigma}_-$ 或腔光力学中的光场算符 $\hat{b}$) 的演化方程导数为零, 即令 $d\langle\hat{S}\rangle/dt = 0$ [8], 可以解出内态变量关于声子算符的瞬时依赖关系, 并代入声子的运动方程中.

需特别指出的是, 上述过程导出的动力学方程具有显著的体系与模型依赖性. 在解析其动力学特性时, 通常可以利用平均场近似进行处理 [27]. 该近似的核心在于通过忽略算符间的高阶量子关联 (即假设 $\langle\hat{X}\hat{Y}\rangle \approx \langle\hat{X}\rangle\langle\hat{Y}\rangle$), 将复杂的量子演化简化为如下形式的典型半经典运动方程:

$$\frac{d\langle\hat{a}\rangle}{dt} = (\Gamma_{\text{gain}} - \Gamma_{\text{loss}})\langle\hat{a}\rangle - \chi|\langle\hat{a}\rangle|^2\langle\hat{a}\rangle, \quad (7)$$

该方程展示的是一种唯象的动力学, 其中 Γ_{gain} 与 Γ_{loss} 分别表示系统所建立的线性有效增益率与损耗率; χ 为由增益饱和效应引入的低阶非线性系数, 用于限制振幅的无限增长. 从平均场动力学角度看, 当线性增益超过损耗时, 系统由衰减态转变为自激振荡态, 并最终稳定在有限振幅的相干振动状态. 这一过程在动力学形式上与激光速率方程中的自激振荡建立过程具有相似性, 可表现出类似 Hopf 型分岔的动力学特征 [20]. 这种从静止态向恒定振幅自激振荡的演化, 揭示了声子激光建立相干性的物理本质. 然而, 该描述仅成立于平均场近似层面, 用于提供物理图像理解, 而非所有体系下的普适精确描述. 特别是在强非线性耦合或需要分析量子涨落等精细物理特性时, 该简化模型可能失效, 具体的物理特性仍需回归全量子主方程进行详尽分析.

系统的量子相干性则进一步通过二阶关联函数 $g^{(2)}(\tau)$ 进行表征 [22,28]:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle\hat{a}^\dagger(t)\hat{a}^\dagger(t+\tau)\hat{a}(t+\tau)\hat{a}(t)\rangle}{\langle\hat{a}^\dagger(t)\hat{a}(t)\rangle\langle\hat{a}^\dagger(t+\tau)\hat{a}(t+\tau)\rangle}. \quad (8)$$

在理想相干状态下, $g^{(2)}(0) \rightarrow 1$, 标志着声子模实现了从统计随机的热态向高度有序相干态的转变. 综上所述, 尽管上述量子理论推导采用了囚禁离子的能级结构作为具体例证, 但基于“Lindblad 主方程构建—动力学绝热消除—半经典平均场近似”这一自上而下的推导路径, 实质上构成了描述各类声子激光的统一理论框架. 针对不同的物理体系, 只

需对该框架中的自由度算符与耗散通道进行物理映射, 即可建立具有针对性的具体理论模型. 例如: 在腔光力体系中, 只需将二能级系统的极化算符 $\hat{\sigma}_-$ 替换为光学微腔的光场湮灭算符 $\hat{b}$, 利用光压反馈来构建相干相互作用哈密顿量 $\hat{H}_{\text{int}}$; 而在光镊悬浮体系中, 则可通过引入外部主动控制的非线性反馈跳跃算符来等效替代原子的受激辐射增益过程. 无论微观的物理载体与能量注入机制如何变化, 这些系统在跨越演化速率差异引发的绝热消除后, 最终都会在宏观动力学层面上收敛于上述包含非线性饱和项的等效运动方程. 这种理论框架上的高度同构性, 不仅深刻揭示了不同尺度下声子相干辐射的普适物理规律, 也为后续对囚禁离子、腔光力学以及光镊悬浮等具体物理平台的针对性分析奠定了通用的物理学语言.

3 不同物理体系下声子激光的实现

前文所述的半经典动力学模型与量子理论框架, 分别从宏观演化与微观统计两个维度刻画了声子激光的物理本质. 半经典方程通过超临界 Hopf 分岔直观地展示了系统如何从静止态演化为稳定的极限环运动; 而全量子主方程则进一步揭示了这一过程中量子相干性的建立以及声子统计特性的演化. 在实际的物理体系中, 实现声子激光的核心挑战在于如何构造受控的增益与损耗通道, 并利用非线性饱和机制实现对振幅的稳健锁定.

由于不同实验平台在耦合机制与非线性来源上存在显著差异, 声子激光的实现方案表现出高度的体系依赖性. 在囚禁离子系统中, 增益与损耗主要源于精准失谐的激光边带驱动与内态自发辐射等衰减过程的动态竞争; 在腔光力系统中, 能量注入则依赖于辐射压力引起的参量不稳定性与光场色散反馈的相互作用; 而在光镊体系中, 则通过对俘获势场的反馈控制或光学梯度的非线性调制来实现机械振子的相干激发. 本节将重点讨论这三种典型物理体系中声子激光的具体实验方案、参数调控方式及其独特的动力学表现.

3.1 囚禁离子体系中的声子激光

囚禁离子系统凭借其近乎完美的量子相干性、精密的能级结构以及高度可控的激光驱动, 成为研究声子激光物理机制最为理想的实验平台之一 [29].

在离子阱中, 声子激光的理论构建主要涵盖了基于散射力滞后效应的半经典描述^[6], 以及基于受控边带跃迁过程的量子动力学描述^[8,22,30,31].

半经典描述将离子运动视为经典受力过程, 通过计算激光散射力与离子位移变化之间的相位滞后, 解析了声子受激辐射过程中的能量交换, 并由此定义了增益饱和、功率阈值等类比于光学激光的宏观特征. 从半经典动力学图像来看, 声子激光的建立源于激光散射力对离子振动模产生的动力学增益(图1). 在此描述下, 离子被视为在势阱中运动的经典谐振子, 其感受到的激光驱动力主要源于光子散射过程中产生的动量转移. 由于离子在势阱

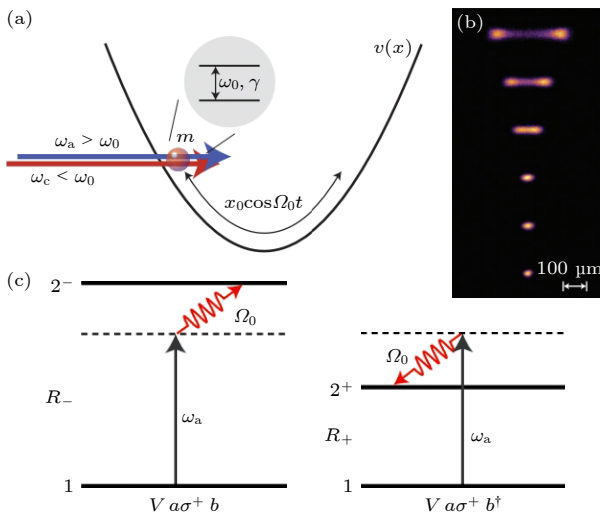


图1 囚禁离子体系声子激光 (a) 位于离子阱中的离子受到红失谐冷却光(频率为 ω_c)和一束蓝失谐增益光(频率为 ω_a)的共同作用. 离子在势场 $v(x)$ 中运动, 振幅为 x_0 , 振动频率为 Ω_0 , 光学跃迁频率为 ω_0 , 线宽为 γ ; (b) 离子荧光图像, 随着增益光强度逐渐增大, 可以观察到离子由热运动向相干运动的转变; (c) 离子能级示意图, 离子振动的放大来源于通过受激发射(速率为 R_+)和受激吸收(速率为 R_-)质心声子而产生的净声子增益. 本图取自文献^[6]

Fig. 1. Phonon laser in a trapped-ion system. (a) Ions confined in an ion trap are simultaneously subjected to a red-detuned cooling light (frequency ω_c) and a blue-detuned gain light (frequency ω_a). The ion oscillates within a potential well $v(x)$ with an amplitude x_0 and a vibrational frequency Ω_0 . The optical transition frequency is ω_0 with a linewidth γ . (b) Fluorescence images of the ions. As the intensity of the gain light gradually increases, a transition of the ion motion from thermal fluctuation to coherent oscillation can be observed. (c) Schematic of the ion energy levels. The amplification of the ion vibration originates from the net phonon gain, which is generated via stimulated emission (at a rate of R_+) and stimulated absorption (at a rate of R_-) of center-of-mass phonons. The figure is taken from Ref.^[6].

中存在往复运动, 激光频率在原子参考系下产生周期性的多普勒频移, 进而调制了离子对光子的散射速率. 受限于原子激发态的有限寿命以及整个光学循环回路的演化时间, 系统存在一个由自发辐射率 Γ 定义的有限响应带宽. 这意味着离子内部能级对多普勒频移变化的响应相对于其位移变化存在非瞬时响应, 导致散射力可以分解出与离子振动速度成正比的分量, 该分量在蓝失谐激光的驱动下, 在动力学上表现为抵消固有机电阻尼的负阻尼效应, 即增益. 当蓝失谐激光诱导的动力学增益与系统中的线性损耗(如红失谐冷却过程或其他环境阻尼)达到平衡时, 系统跨越相变阈值, 离子原本微小的热运动被迅速且指数级地放大. 随之而来的是由激光饱和效应或大尺度多普勒频移引起的非线性增益饱和, 这使得系统的机械能不再无限制增长, 而是最终在相空间中锁定在一个稳定的极限环上. 这一过程标志着自发机械相干振荡的实现, 也是声子激光从非相干热运动向相干辐射态转变的核心物理图像.

量子动力学描述则在全量子框架下, 利用 Lindblad 主方程进行数值求解, 通过探讨声子数分布的演化以及能级间的相干跃迁, 解析系统的统计特性. 该描述能够计入二能级系统饱和效应及高阶边带耦合带来的非线性反馈, 从而深入探讨系统在量子区域内的相变行为、非经典声子分布以及量子同步等微观物理现象. 在进入量子区域后, 声子激光的建立主要涉及离子内部电子能级与振动模之间的受激能量交换.

近期研究利用异核离子阱体系成功演示了受控损耗下的量子区域内声子激光^[8], 证明了在该区域内精确调控声子激光动力学的可能性. 实验中, Behrle 等利用离子的内态电子跃迁作为增益介质. 设两离子的质心振动模式频率为 ω_m , 通过将驱动激光频率调制至其中一个离子的蓝边带, 使其在吸收光子的同时向振动模注入一个声子; 同时, 对另一个离子进行红边带操控, 使其在吸收光子的同时从振动模吸收一个声子. 值得注意的是, 该增益过程必须在开放量子系统框架下理解: 除相干耦合外, 系统还需要依赖电子态的非相干自发辐射过程(通过回泵光调节)来不断重置离子能级. 这种机制确保了离子能够持续回到基态并形成闭环泵浦循环, 从而将激光能量连续转化为机械模的相干增益或损耗. 只有当蓝边带诱导的受激增益克服损

耗时, 系统才能跨越阈值点并形成声子激光态. 具体而言, 其有效相互作用哈密顿量 (令 $\hbar = 1$) 可表示为

$$\hat{H}_{\text{int}} = g_h(\hat{a}^\dagger \hat{\sigma}_+^h + \hat{a} \hat{\sigma}_-^h) + g_c(\hat{a}^\dagger \hat{\sigma}_-^c + \hat{a} \hat{\sigma}_+^c), \quad (9)$$

其中, g_h 为蓝边带耦合强度, 对应振动模式的加热过程; g_c 为红边带耦合强度, 对应冷却过程; $\hat{\sigma}_{+/-}^{c/h}$ 分别为冷却/加热离子的激发与湮灭算符; $\hat{a}^\dagger(\hat{a})$ 为振动模式的产生 (湮灭) 算符. 引入两个离子的 Lindblad 耗散项 $\mathcal{D}[\hat{L}_h](\rho)$ 与 $\mathcal{D}[\hat{L}_c](\rho)$ (算符为 $\hat{L}_{h/c} = \sqrt{\gamma_{h/c}} \hat{\sigma}_-^{h/c}$), 代入 Lindblad 主方程:

$$\dot{\rho} = -i[\hat{H}_{\text{int}}, \rho] + \mathcal{D}[\hat{L}_h](\rho) + \mathcal{D}[\hat{L}_c](\rho), \quad (10)$$

此处 $\hbar = 1$, 通过数值模拟该方程, 可以观测到离子内态与外态的演化历程以及极限环的形成.

为推导声子激光的产生阈值, Behrle 等 [8] 将系统动力学方程变换至海森伯绘景进行分析. 该系统存在两个不同的时间尺度: 内部电子态的演化速率 (由自发辐射率 $\gamma_{h/c}$ 主导) 远快于机械振动模式的演化速率 (由耦合强度 $g_{h/c}$ 主导). 因此, 在强衰减极限 ($\gamma_c \gg g_c$ 且 $\gamma_h \gg g_h$) 下, 离子的内态能够率先达到稳态. 基于这一物理图像, 研究人员对内态自由度执行了动力学绝热消除 (adiabatic elimination), 随后利用平均场近似 (假设 $\langle \hat{a} \rangle = A(t)$) 忽略了算符间的高阶量子关联, 最终导出了振幅算符期望值 $A(t)$ 的非线性演化方程:

$$\frac{d}{dt} A(t) = A(t) \left(\frac{2\kappa_h}{1+s_h|A(t)|^2} - \frac{2\kappa_c}{1+s_c|A(t)|^2} \right), \quad (11)$$

这一方程的物理意义十分清晰: 括号内的第一项与第二项分别代表由蓝边带驱动提供的有效增益和由红边带驱动引入的有效冷却 (损耗). 其中 $\kappa_{h/c} = g_{h/c}^2/\gamma_{h/c}$ 为线性状态下的有效增益或衰减系数; $s_{h/c} = 8g_{h/c}^2/\gamma_{h/c}^2$ 为表征非线性强度的饱和参数. 当系统达到稳态时 ($dA/dt = 0$), 净增益与净损耗完全抵消, 非线性饱和效应限制了振幅的无序发散, 使得系统稳定在恒定振幅的极限环上. 且该公式清晰地表明, 量子区域内的振动模式演化可类比为经典振子, 据此可导出声子激光相变阈值线的解析解.

此外, 目前也有方案探索在单离子系统中实现量子声子激光 [22,30,31]. 其核心差异在于将上述双离子耦合方案集成至单个离子内, 通过三能级内态与单振动模的耦合进行描述. 在相干性表征方面, 理

论计算表明, 随着声子激光的建立, 其二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 会从热态的 2 趋近于相干态的 1, 这与光学激光的相干性特征高度一致.

在涉及多个离子的离子晶体系系中, 声子激光的物理内涵有望进一步扩展至集体模式. 由于离子间存在强库仑耦合, 系统形成了一系列离域化的振动正交模. 理论研究表明, 通过精确调控激光场在空间上的相位与强度分布, 可以实现对特定集体模的选择性泵浦. 在多离子协同驱动下, 多个离子可相干地向同一集体模注入能量, 这种协同效应有望显著提升声子激光的输出功率, 并为构建大尺度声子激光阵列提供可能. 目前, 研究者已提出了利用多离子链构建声子激光原型的理论方案 [23], 为未来在多体框架下探索相干声子的产生与操控奠定了基础.

3.2 腔光力体系中的声子激光

腔光力系统通过光学微腔 (如回音壁模式微球、光子晶体微腔或法布里-珀罗腔) 将光场与机械振子进行强耦合, 是研究光力相互作用及声子相干辐射最早期的平台之一 [9]. 与光镊体系的主动反馈机制不同, 腔光力系统中的声子激光主要源于光学辐射压力诱发的参量不稳定性. 通过精确调控驱动激光相对于微腔本征频率的失谐量, 系统可以实现光场与机械振子之间高效的能量交换, 从而在宏观尺度上建立相干的声子场.

在半经典动力学图像中, 腔光力声子激光的产生源于辐射压力产生的动态效应. 当驱动激光处于蓝失谐状态时, 光腔内的光子数受到机械振子位移的调制, 产生的辐射压力滞后于振子的运动, 从而在机械模上产生一个负阻尼 (即动力学增益). 从能量转换的角度来看, 这是一个典型的非线性参量过程: 驱动光场通过非线性耦合将能量泵浦至机械振子. 当这种动力学增益超过机械模的本征损耗 (包括内禀阻尼与环境耦合损耗) 时, 系统跨越 Hopf 分岔阈值. 随着振幅的增加, 光场强度的周期性调制导致增益发生非线性饱和, 使得系统最终进入稳定的自激振荡态, 即声子激光态.

在理论层面上, 一个典型的单模腔光力系统可由如下标准哈密顿量进行描述:

$$\hat{H}_{\text{opt}} = \hbar \Delta \hat{b}^\dagger \hat{b} + \hbar \omega_m \hat{a}^\dagger \hat{a} - \hbar g_0 \hat{b}^\dagger \hat{b} (\hat{a}^\dagger + \hat{a}) + i \hbar \Omega_p (\hat{b}^\dagger - \hat{b}), \quad (12)$$

其中, $\hat{b}^\dagger$ ($\hat{b}$) 和 $\hat{a}^\dagger$ ($\hat{a}$) 分别为光学微腔光场和机械振动模式的产生 (湮灭) 算符; $\Delta = \omega_c - \omega_p$ 为泵浦光与微腔的失谐量, ω_c 为微腔本征共振频率; ω_p 为外部泵浦光频率; ω_m 为机械模式本征频率; g_0 为单光子光力耦合率; Ω_p 为泵浦强度. 在强泵浦条件下, 通过对腔内光场进行线性化处理 (将光场算符展开为稳态平均值与涨落项之和, 即 $\hat{b} \rightarrow \alpha + \delta\hat{b}$), 非线性的光力耦合可被简化为有效的参量相互作用. 当驱动光处于蓝失谐状态 (即 $\Delta \approx -\omega_m$) 时, 系统主要发生斯托克斯 (Stokes) 散射过程, 即泵浦光子散射为低频微腔光子的同时向机械模注入一个声子. 此时, 光力相互作用在动力学上为机械模提供了一个等效的光学负阻尼率 Γ_{opt} . 当通过提升泵浦功率使得该动力学增益完全补偿并超过机械振子的内禀耗散率 γ_m 时, 系统跨越 Hopf 分岔阈值, 最终进入由腔内非线性饱和机制维持的稳态声子激光状态.

在具体的实验实现方面, 腔光力体系常基于类比于常规二能级原子激光器的物理模型. 其物理核心在于利用辐射压力诱导的模式间耦合, 构建出一个受激声子辐射放大系统. 例如, 通过两个空间邻近的环形腔组成复合结构, 利用热学手段调节使两腔模式达到频率简并. 通过控制两者间的空气间隙, 原本简并的孤立腔模式发生杂化, 形成对称与反对称的光学超模 Ψ_+ 和 Ψ_- (图 2).

根据系统哈密顿量描述, 当其中一个微腔包含频率为 Ω_m 的机械振动模式时, 光力耦合相互作用允许系统在不同光学超模能级间发生受激跃迁. 在蓝色超模 (高能级) 被泵浦光激发的条件下, 一个泵浦光子受激散射为一个红超模光子并产生一个声子, 从而实现类似于粒子数反转的过程并产生机械增益. 该增益谱呈现洛伦兹型特征, 其中心频率由两超模间的频率分裂量 $\Delta\omega$ 决定. 实验中通过精密位移控制改变腔间耦合间隙, 可将光学超模的分裂频率在 10 MHz—10 GHz 范围内进行连续调节, 确保了增益中心能与特定的机械模式匹配. 当泵浦功率超过系统阈值使得机械增益抵消本征损耗时, 系统便进入声子激光振荡状态.

腔光力体系声子激光的独特优势在于其极高的集成度与优异的光学质量因子. 通过采用超导电路光力系统或纳米机械晶体, 研究者可以在芯片尺度上实现声子激光器, 并利用成熟的微纳加工工艺实现多模耦合与声子路由. 此外, 腔光力体系也是

探索非厄米物理与宇称时间对称性 (PT 对称性) 的理想平台 [32]. 通过在双腔结构中引入增益与损耗的平衡, 可以观测到声子激光在奇异点 (exceptional point) 附近的动力学突变 [33]. 这些研究不仅深化了对相干声子产生机制的理解, 也为构建高性能声子频率梳、声学信息处理器以及高灵敏度量子传感阵列奠定了物理基础.

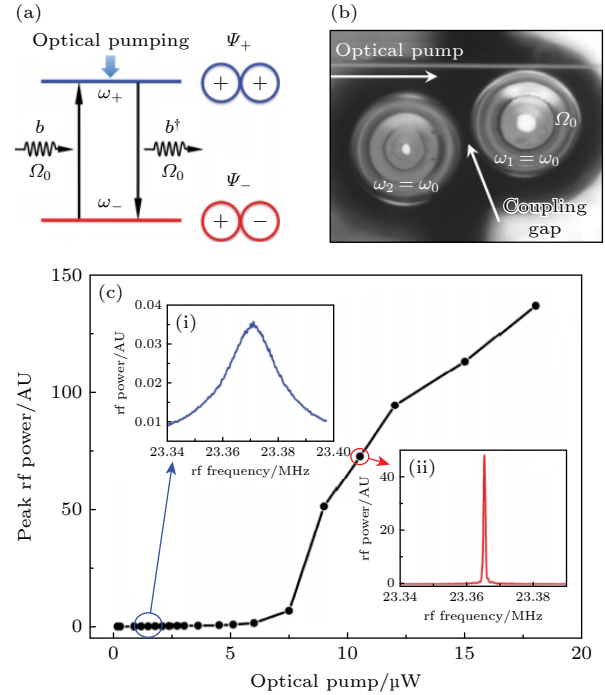


图 2 腔光力体系声子激光 (a) 二能级腔光力系统产生声子激光原理示意图; (b) 利用耦合环形腔产生声子激光实验装置图; (c) 机械模式功率谱强度随着泵浦光强度变化结果, 从图像中可清晰观察到一个功率谱强度增强的阈值. 在阈值以下 (i) 和阈值以上 (ii) 所示泵浦点处测量得到的机械谱线形状函数插图显示谱线变窄. 本图取自文献 [9]

Fig. 2. Phonon laser in cavity optomechanical systems: (a) Schematic illustration of the principles for generating a phonon laser in a two-level cavity optomechanical system; (b) experimental setup for generating a phonon laser using coupled ring cavities; (c) mechanical mode power spectral intensity as a function of pump light intensity, where a clear threshold marking the enhancement of the power spectral intensity can be observed. The insets show the measured mechanical lineshape functions at the pumping points below the threshold (i) and above the threshold (ii), demonstrating line narrowing. The figure is taken from Ref.[9].

3.3 光镊悬浮体系中的声子激光

光镊悬浮系统利用高度聚焦的激光束产生梯度力, 将质量在 10^{-18} — 10^{-14} kg 量级的微纳颗粒 (如二氧化硅小球) 俘获于高真空环境. 相比于囚禁离子等微观体系, 该系统通过有源电子反馈模

拟受激辐射过程, 从而在介观尺度的机械自由度上建立相干态.

在物理建模上, Pettit 等^[13] 继承并扩展了 Rodenburg 等^[34] 提出的开放量子系统框架. 系统的密度矩阵 ρ 演化由如下主方程描述:

$$\dot{\rho} = -i[\Omega_0 b^\dagger b, \rho] + \mathcal{L}_{\text{env}}\rho + \mathcal{L}_{\text{fb}}\rho, \quad (13)$$

方程的第一项 $-i[\Omega_0 b^\dagger b, \rho]$ 为么正动力学项, 描述了由哈密顿量 $\hat{H} = \hbar\Omega_0 b^\dagger b$ 定义的谐振子能级结构. 环境项 $\mathcal{L}_{\text{env}}$ 综合了背景气体引起的线性阻尼以及由光子散射引起的动量与位置扩散.

反馈项 $\mathcal{L}_{\text{fb}}$ 是实现声子激光的关键, 其形式直接对应于实验中施加的反馈力. 根据文献^[13] 的定义, 该项展开为

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{fb}}\rho = & \left(i\frac{\gamma_a}{2}[\hat{Q}_x, \{\hat{P}_x, \rho\}] - \Gamma_a \mathcal{D}[\hat{Q}_x]\rho \right) \\ & + \left(-i\gamma_c[\hat{Q}_x^3, \{\hat{P}_x, \rho\}] - \Gamma_c \mathcal{D}[\hat{Q}_x^3]\rho \right), \end{aligned} \quad (14)$$

其中, $\hat{Q}_x = b^\dagger + b$ 和 $\hat{P}_x = i(b^\dagger - b)$ 分别代表纳米颗粒沿 x 轴振荡的无量纲位置算符与动量算符. 系数 γ_a 和 γ_c 分别代表线性反馈加热与非线性反馈冷却的速率; 而系数 Γ_a 和 Γ_c 则分别对应线性与非线性反馈引入的回馈噪声率. 线性反馈项通过对易子与反对易子的组合模拟了受激辐射的增益过程, 而非线性项则通过算符的高阶耦合构建了增益饱和机制. 通过该主方程, 可以得到描述单振动模平均声子占据数 $\langle N \rangle$ 演化的核心动力学方程^[13]:

$$\frac{d\langle N \rangle}{dt} = C\langle N \rangle - B\langle N \rangle^2 + A, \quad (15)$$

在该模型中, 宏观演化系数与系统实验可调控的具体物理参数具有如下精确的对应关系:

$$C = 2(\gamma_a - \gamma_g - 12\gamma_c), \quad B = 24\gamma_c, \quad A = \gamma_a + D_t - 6\gamma_c. \quad (16)$$

这种参数映射关系清晰地揭示了光镊悬浮体系中声子激光的物理机制与调控依赖. 1) 阈值条件与线性增益: 一次项系数 C 决定了声子激光的阈值条件. 其中 γ_g 代表由背景气体耗散引起的本征阻尼率, γ_a 为系统施加的线性反馈放大速率, γ_c 为非线性反馈冷却速率. 只有当线性增益超越阈值 (即满足 $\gamma_a > \gamma_g + 12\gamma_c$), 导致净增益 $C > 0$ 时, 系统才会开始对质心声子进行相干放大, 这在物理上直接类比于光学激光器中的受激辐射发射过程. 2) 非线性饱和与稳态振幅: 二次项系数 B 完全由非线性反馈冷却率 γ_c 决定. 非线性项 $-B\langle N \rangle^2$ 的存在引入

了放大的饱和效应, 从而确保了机械振子能够获得稳定性并锁定在恒定的振幅上. 3) 系统噪声与量子涨落: 常数项 A 综合了线性放大 γ_a 相关的贡献以及由光散射和气体散射引起的系统扩散项 D_t . 该项负责驱动声子数的涨落, 它允许系统即使在初始声子数 $\langle N \rangle = 0$ 的状态下也能逐渐建立起声子布居, 这是经典光学模型中不具备的全量子特性.

在实验实现方面, Pettit 等^[13] 构建了一套基于主动光电反馈的相干动力学控制系统. 该系统利用平衡光电探测器对探测光进行同态测量, 从而实时监测俘获颗粒在三维空间中的质心位置信号. 该反馈系统由线性与非线性两部分组成: 线性加热反馈信号由数字锁相环 (PLL) 生成, 通过追踪颗粒运动的相位和频率, 产生具有固定相位关系的调制信号以驱动颗粒运动. 非线性反馈冷却则通过包含倍频级和变量增益放大器的模拟电路实现, 利用乘法器构造出正比于 $q_i^2 \dot{q}_i$ 的反馈信号. 所有反馈信号最终汇总并加载至电光调制器 (EOM), 通过对 1064 nm 俘获激光的功率进行调制, 实现对颗粒声子占据态及其非线性动力学行为的精准操控 (图 3).

从实验结果来看, 声子激光的开启伴随着二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 从热态的 2 趋近于相干态的 1, 且其相空间分布演化为典型的极限环状. 近年来, 研究者在此基础上利用 Floquet 工程^[35] 周期性调制势阱曲率, 诱导了声子模的参量不稳定堆叠, 成功实现了相干声子频率梳的产生. 同时, 通过注入锁定技术^[36] 或多模非线性耦合机制^[14], 进一步实现了对声子激光频率与相位的精密控制. 由于悬浮颗粒对微弱外力极其灵敏, 光镊声子激光被广泛提议用于构建高性能加速度计与精密力传感器.

为了更直观地展现上述三种典型物理体系在实现声子激光及进行量子精密测量时的技术特点与适用边界, 表 2 对各平台的核心物理参数进行了横向对比. 可以看出, 不同物理平台由于其尺度、能量注入机制与耗散环境的差异, 在工作频段及集成化潜力上呈现出显著的互补性. 这种互补性也直接决定了它们在精密测量领域各自最具优势的应用场景.

4 基于声子激光的量子精密测量应用

在前述声子激光动力学机制与非线性特性的基础上, 其对外界微弱扰动的高灵敏响应为量子精

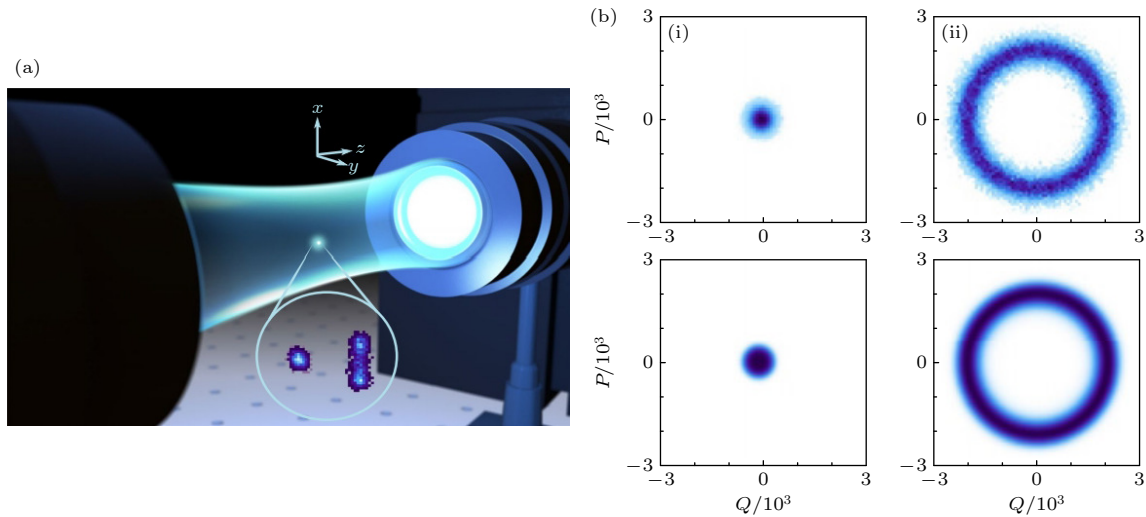


图 3 光镊悬浮体系声子激光 (a) 光镊悬浮体系声子激光示意图. 插图在垂直于光束传播的平面内观察到的悬浮球质心运动; 左侧显示了阈值以下的布朗运动, 右侧显示了阈值以上沿 x 轴的相干振荡. (b) 实验测量 (上图) 和数值模拟 (下图) 的振子运动相空间分布图, 实验测量结果中可以明显观察到从 (i) 布朗运动到 (ii) 相干振荡的相变过程. 本图取自文献 [13]

Fig. 3. Phonon laser in a levitated optomechanical system. (a) Schematic diagram of a phonon laser in a levitated optomechanical system. Inset: Motion of the center-of-mass of the levitated nanosphere observed in the plane perpendicular to the beam propagation; the left panel shows Brownian motion below the threshold, and the right panel shows coherent oscillation along the x -axis above the threshold. (b) Phase-space distributions of the oscillator motion obtained from experimental measurements (top) and numerical simulations (bottom). A phase transition process from (i) Brownian motion to (ii) coherent oscillation can be clearly observed from the experimental measurements. The figure is taken from Ref. [13].

表 2 不同物理平台下声子激光的典型物理参数与应用特征对比

Table 2. Comparison of typical physical parameters and application characteristics of phonon lasers across different physical platforms.

物理平台	典型工作频段	机械模式温度	量子声子激光实现状态	片上集成潜力	典型应用场景
囚禁离子体系 ^[6]	100 kHz – 10 MHz	$\mu\text{K} - \text{mK}$ (激光冷却质心运动)	已实验实现 ^[8,31] (基于离散量子能级增益)	较低 (依赖宏观电极与真空)	幺牛级 (yN) 极弱力与直流电场探测 ^[37,38]
腔光力体系 ^[9]	10 MHz – 10 GHz	$\text{mK} - 300 \text{ K}$ (依预冷条件而异)	较难 (目前多为半经典/宏观激励)	极高 (与半导体微纳工艺兼容)	超灵敏质量传感 ^[39]
光镊悬浮体系 ^[13]	10 kHz – 1 MHz	$\mu\text{K} - \text{mK}$ (反馈冷却质心运动)	探索中 (已观测到亚热力学压缩现象) ^[40]	中等 (紧凑型光路与平面势阱)	长期稳定力传感 ^[41] 、声学频率梳 ^[35]

密测量提供了新的实现平台. 由于声子激光本质上依赖于增益与损耗的精细平衡, 其稳态振幅与相位对外界驱动场、有效势场以及系统参数变化均表现出显著的非线性放大效应, 使其天然适用于多物理量的高灵敏探测.

基于这一共同物理机制, 声子激光在不同类型的测量任务中展现出广泛的应用潜力. 根据被测物理量的不同, 本节从电场与电场力传感、质量传感、角动量与转动传感以及基于频率梳驱动的高阶动力学传感四个方面进行系统讨论.

4.1 电场与电场力传感

作为经典物理中最基础的外场量, 电场及电场

力的精密测量是探索基本电磁相互作用、搜索暗物质候选粒子以及提升量子传感性能的核心基石. 传统传感器如电容式或静电力反馈系统常受限于热噪声与机械漂移; 基于 MEMS 的电场力传感器则因结构尺寸与品质因子的限制, 难以在极弱力区间实现灵敏度的进一步突破. 尽管光学力探测方案具备极高的分辨率, 但其对复杂光路系统与高稳激光源的依赖, 限制了其在集成化与抗环境噪声方面的表现.

声子激光体系中, 外加电场或等效电场力可通过增益介质与机械模式有效耦合, 从而在相空间中引入可测量的位移与相位偏移, 并在增益-损耗平衡条件下被非线性动力学过程显著放大. 由于声子激光对外界驱动具有极高的相位与振幅敏感性,

该体系能够将微弱电场或电场力信号转化为稳态振荡态的可观测变化, 从而为超高灵敏电场与力传感提供新的实现路径. 本节围绕声子激光在电场与电场力测量中的基本机制与典型实现方式展开讨论.

在囚禁离子体系的精密测量研究中, 电场及电场力的探测是声子激光最先实现且技术最成熟的应用方向. 囚禁离子由于其单原子级的超高荷质比以及高度可控的内外自由度, 使其成为探测微弱力学相互作用的理想平台. 声子激光用于电场力传感的核心机制主要源于声子激光的注入锁定技术: 当引入频率接近声子模式的微弱交流电场时, 外部驱动会破坏对称性并引入相位恢复力, 使声子激光相位被锚定至外部参考信号. 基于这一技术, Knünz 等^[37]首次在实验中验证了这一相位动力学转变过程. 他们观测到声子激光从相位随机漂移向相干锁定态的演化, 发现该锁定过程不仅显著抑制了相位扩散所导致的谱线展宽, 而且将微弱外部驱动相干地映射为宏观可观测的振荡响应 (见图 4), 从而实现了低至 5×10^{-24} N 外部振荡力的灵敏探测. 在此基础上, 刘志超等^[42]通过引入压缩技术, 进一步抑制相位涨落, 从而将力灵敏度提升至 (347 ± 50) yN/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 量级. 对于直流电场力探测, 魏雅琪等^[38]利用声子激光的稳态振荡特性, 利用声子激光的周期性荧光时域分布, 通过时间编码读出实现了 (2.41 ± 0.49) zN/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 的直流电场力探测灵敏度 (见图 5).

随着测量需求向动态过程扩展, 声子激光在交流信号与时变电场探测中的性能也得到了系统研究. 魏雅琪等^[43]展示了其对瞬态电场涨落的高时频分辨能力, 并指出注入锁定机制在抑制相位噪声方面起到关键作用. 进一步地, 针对复杂噪声环境下的微弱信号探测问题, 研究者引入非线性随机动力学机制以增强响应灵敏度. 在 2024 年至 2025 年的最新研究中, 袁泉等^[44,45]基于声子激光非线性特性, 引入了随机共振与振动共振机制, 实现了对弱信号的协同放大, 显著拓展了声子激光在实际复杂环境下的应用边界. 尽管该技术目前尚未直接应用于电场的精密测量, 但其物理机制在微弱物理量捕捉方面展现出的显著优势, 为将来复杂环境中高灵敏度电场传感平台提供了极具潜力的技术方案.

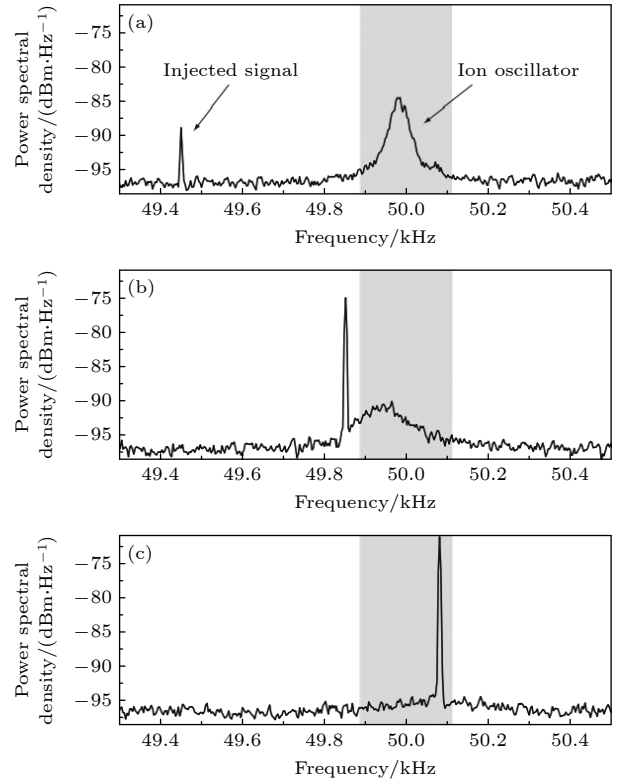


图 4 单离子声子激光的注入锁定 (a), (b) 锁定范围外的情况, 此时离子固有振荡与注入信号并存, 离子频谱宽度源于阻尼与自发辐射, 注入信号宽度受限于仪器分辨率. 图 (b) 中注入信号更接近离子固有频率, 产生频率牵引效应并伴随能量转移. (c) 锁定范围内的情况, 此时离子振荡被完全锁定, 仅存在放大后的注入信号. 本图取自文献^[37]
Fig. 4. Injection locking of a single-ion phonon laser. (a), (b) The cases outside the locking range, where the intrinsic oscillation of the ion coexists with the injection signal. The spectral linewidth of the ion originates from damping and spontaneous emission, while the width of the injection signal is limited by the instrument resolution. In panel (b), the injection signal is closer to the intrinsic frequency of the ion, inducing a frequency-pulling effect accompanied by energy transfer. (c) The case inside the locking range, where the ion oscillation is completely locked, leaving only the amplified injection signal. The figure is taken from Ref.^[37].

总而言之, 声子激光凭借其增益与损耗的非线性平衡机制, 为电场及电场力的精密测量开辟了全新的技术范式. 从最初利用注入锁定 (injection locking) 实现相位动力学对微弱振荡力的相干映射, 到融合量子压缩技术实现 yN 甚至 zN 量级的灵敏度跨越, 声子激光不仅在测量精度上显著优于传统 MEMS 与光学力传感器, 更展现了将微观机械运动放大为宏观可观测响应的独特优势. 尽管目前如随机共振与振动共振等非线性增强机制主要集中于动力学演化研究, 但其在复杂噪声环境中捕捉弱信号的潜力, 为声子激光走向实际应用提供了关

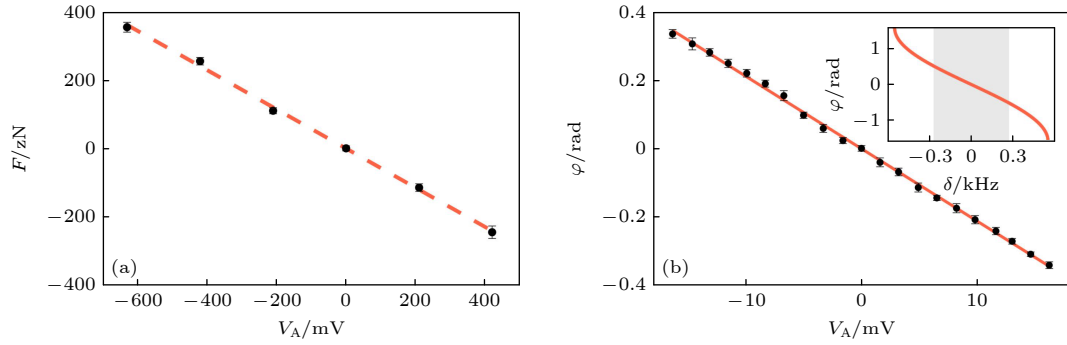


图 5 直流电场力的测量结果 (a) 无注入锁定条件下, 测得的电场力 F 随额外施加直流电压 V_A 的变化; (b) 注入锁定条件下, 离子振荡相位 φ 随直流电压 V_A 的线性响应 (测量间隔 1.6 mV). 插图: 注入锁定相位关系的示意图, 阴影部分标注了线性变化区间. 图中黑点为实验数据, 虚线和实线为拟合曲线, 误差棒代表 10 次重复测量的统计标准差. 本图取自文献 [38]

Fig. 5. Measurement results of the DC electric field force: (a) The measured electric field force F as a function of the additionally applied DC voltage V_A in the absence of injection locking; (b) linear response of the ion oscillation phase φ to the DC voltage V_A under the injection-locked condition (with a measurement interval of 1.6 mV). Inset: Schematic diagram of the injection-locking phase relationship, where the shaded region marks the linear variation interval. The black dots represent experimental data, the dashed and solid lines denote the fitting curves, and the error bars represent the statistical standard deviation obtained from 10 repeated measurements. The figure is taken from Ref. [38].

键的技术储备. 未来, 随着集成化离子阱技术与先进非线性调控手段的进一步结合, 基于声子激光的电场传感平台有望在基础物理检验、暗物质候选粒子搜索以及复杂环境量子感知等前沿领域发挥不可替代的核心作用.

4.2 质量传感

微纳尺度下的质量传感是实现单分子、单原子称重的关键技术. 其基本机制在于待测质量的附着会改变机械振动模的有效质量, 从而引起共振频率的可测偏移. 对于频率读出型传感器, 其质量分辨率通常受限于振子的频率稳定性与谱线宽度. 因此, 如何在高耗散环境下获得窄线宽与高频率稳定性, 是提升质量灵敏度需要解决的关键问题.

声子激光体系通过引入增益补偿机制, 使机械振动进入自激振荡状态, 从而显著压窄振荡谱线并提高频率稳定性. 与传统被动谐振器相比, 其输出信号具有更高的谱纯度, 同时非线性饱和机制能够稳定振荡振幅并抑制振幅噪声向频率噪声的转化, 从而在频率读出中实现更高精度. 基于这一特性, 声子激光为实现超高灵敏质量传感提供了新的实现路径.

早期研究中, Liu 等 [46] 利用二氧化硅微托腔 (microtoroid) 在辐射压力驱动下产生的声子激射效应, 在大气环境下实现了亚皮克 (sub-pg) 量级的质量探测. 该方案的独特之处在于, 声子激光的增益补偿机制有效克服了传统微纳悬臂梁在非真

空环境下因流体黏滞阻尼导致的 Q 值退化 (通常下降 10 倍以上), 使得传感器在常温常压下依然能保持极高的频率稳定性. 实验通过监测石蜡颗粒沉积引起的载波频率偏移, 测得其质量响应率约为 1.15 kHz/pg. 这种全光驱动的传感架构不仅免受电磁干扰, 更证明了声子激光态在提升机械传感器环境适应性方面的显著优势.

2023 年, 潘非等 [39] 进一步展示了一种基于光力晶体 (optomechanical crystal) 微腔的声子激光质量传感器, 将探测灵敏度推向了新的极限. 该研究利用蓝失谐泵浦光产生的增益深度补偿了常温常压下的流体动力学耗散, 将微腔力学模式的原始线宽从 2.6 MHz 显著压缩至 5.4 kHz. 这种近三个数量级的线宽压缩极大地提升了频率测量的确定度. 实验测得其质量响应率高达 -154.1 MHz/fg , 并结合 Allan 方差分析在常温下实现了 $(65 \pm 19) \text{ zg}$ 的卓越质量分辨率 (见图 6). 此外, 该工作还证明了光学弹簧效应对频率偏移的影响占比不足 3%, 确保了传感响应主要来源于质量负载效应. 这种基于声子激光线宽压窄效应的传感架构, 成功打破了传统微纳机械振子在空气环境下因高耗散而难以实现高分辨率的限制, 为实时、高精度的原位生物分子称重提供了可行路径.

总体而言, 声子激光在质量传感中的核心作用在于通过主动增益补偿与非线性调控, 将传统受耗散限制的被动频率测量转化为高相干自激振荡的频率读出问题. 该机制有效突破了微纳机械振子在

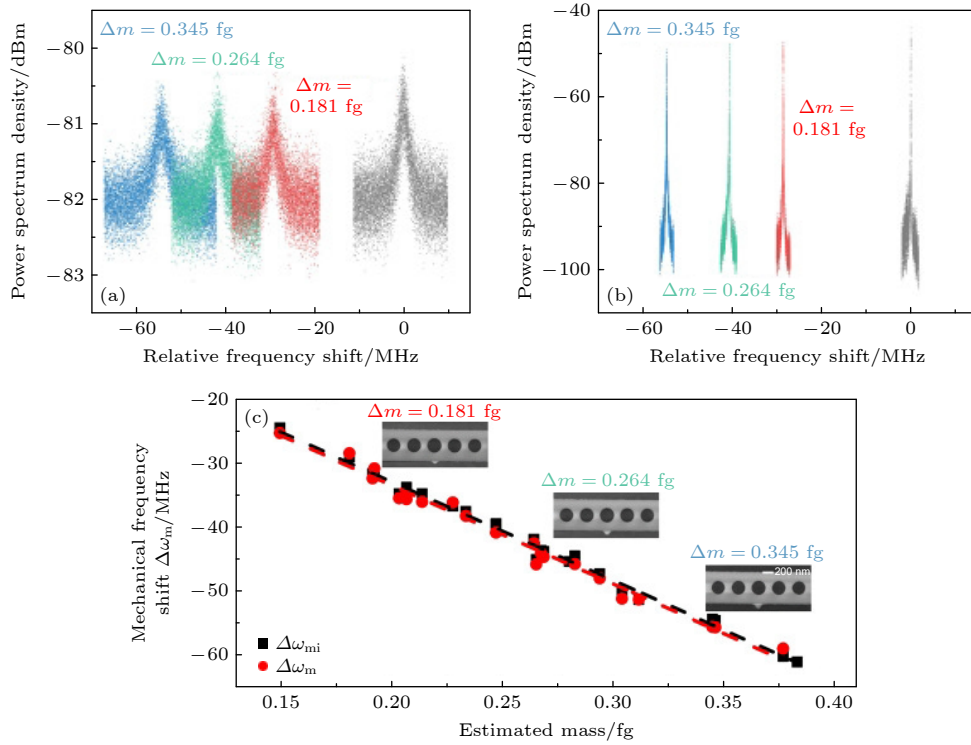


图6 声子激光质量传感实验结果 (a), (b) 非相干 (大激光-腔失谐) 和相干 (声子激光区域) 条件下, 测得的机械功率谱密度随质量沉积引起的频率偏移. 通过声子激光机制, 机械振动线宽可从 4.2 MHz 压窄至 10 kHz 以下. (c) 机械频率偏移 $\Delta\omega_m$ 随沉积质量的变化 (响应度). 黑色方块和红色圆圈分别对应图 (a) 和图 (b) 机制下的测量结果, 两者高度吻合 (拟合斜率约 $-154 \text{ MHz} \cdot \text{fg}^{-1}$). 基于压窄后的 3 dB 可分辨线宽, 预测最小可探测质量可达 $\Delta m_{\text{res}} \sim 65 \text{ zg}$. 本图取自文献 [39]

Fig. 6. Experimental results of phonon laser mass sensing. (a), (b) Experimentally measured mechanical power spoiling density as a function of the frequency shift induced by mass deposition under incoherent (large laser-cavity detuning) and coherent (phonon laser regime) conditions, respectively. Through the phonon laser mechanism, the mechanical vibration linewidth can be narrowed from 4.2 MHz to below 10 kHz. (c) The mechanical frequency shift $\Delta\omega_m$ as a function of the deposited mass (responsivity). The black squares and red circles correspond to the measurement results under the mechanisms of (a) and (b), respectively, which are in excellent agreement (with a fitting slope of approximately $-154 \text{ MHz} \cdot \text{fg}^{-1}$). Based on the narrowed 3-dB resolvable linewidth, the minimum detectable mass is predicted to reach $\Delta m_{\text{res}} \sim 65 \text{ zg}$. The figure is taken from Ref. [39].

常温常压环境下品质因子退化所带来的分辨率瓶颈, 使质量传感从依赖高 Q 值的被动方案, 转向基于相干振荡与线宽压窄的主动增强范式. 这种转变不仅显著提升了质量灵敏度, 也为发展片上化、高稳定性的化学与生物传感器提供了重要物理基础.

4.3 角动量与转动传感

角动量是描述物体旋转运动与力矩耦合特性的核心物理量, 其超高精度测量是惯性导航、基础物理常数检验、微纳力学传感、单分子生物物理、量子计量等前沿领域的关键核心技术. 传统角动量测量方案中, MEMS 陀螺受限于机械热噪声与长期稳定性瓶颈, 光学陀螺依赖千米级光纤或超高光学品质因子微腔导致集成化难度高, 而悬臂梁式扭矩传感则受限于机械模式线宽与环境干扰, 难以突破量子极限测量能力. 声子激光作为机械振动的受

激辐射相干放大系统, 凭借超窄机械线宽、超高有效机械品质因子、低相位噪声与强抗干扰能力, 为角动量精密测量提供了全新的技术路径, 成为近年来量子精密测量与声子学领域的研究热点.

景辉等 [47] 提出基于旋转谐振腔光学 Sagnac 效应的非互易声子激光理论方案, 将旋转腔光力学的光子非互易调控机制拓展至声子激光体系, 突破了传统声子激光的互易性限制, 为基于声子激光的角动量精密测量提供了一种全新思路. 该方案利用旋转谐振腔中与旋转同向/反向传输的光学模式产生的 Sagnac 频移, 实现了对系统光场分布的方向依赖性调控: 当驱动光入射方向与谐振腔旋转方向一致时, Sagnac 红移效应显著增强了腔内有效光子数与辐射压力, 从而提升机械增益, 显著降低声子激光的激射阈值 (理论最低可至 $6.03 \mu\text{W}$); 当驱动光反向入射时, Sagnac 蓝移效应则抑制了腔内

光场积累, 导致机械增益低于其本征阻尼率, 从而阻断声子激光的产生 (图 7). 这种基于 Sagnac 效应的非互易性机制天然具备高灵敏角动量传感的潜力. 角速度的微小变化可通过 Sagnac 频移驱动系统在激射阈值附近发生状态跃迁, 利用阈值区域的强非线性响应可以原生放大微弱的角动量信号, 有望突破传统光学陀螺仪的光子散粒噪声极限.

传统的片上 Sagnac 光学陀螺仪由于光程较短, 性能高度依赖于超窄线宽的布里渊激光振荡. 然而, 传统研究多侧重于布里渊散射中的光学模式, 忽略了伴随产生的相干声学模式, 即布里渊声子激光. 事实上, 由于受激布里渊散射 (SBS) 过程中的动量守恒要求, 声波波矢约为光波的两倍, 这意味着声学模式对 Sagnac 相位的灵敏度理论上可达光学模式的两倍. 在此基础上, 邹长铃等^[48]于 2025 年最新发表的工作中首次系统构建了片上集成布里渊声子激光陀螺仪的理论框架, 并深入分析

了光声耦合系统中的噪声分配机制. 研究表明, 在系统具有高声学品质因子的工作区间, 系统泵浦噪声会主要分配至线宽更大的光学模式, 从而使声子激光能够维持极佳的频率稳定性. 数值模拟结果显示, 在室温条件下, 声子激光陀螺仪仅需 $10^5 - 10^6$ 的光学品质因子、5000 的声学品质因子与毫瓦级泵浦功率, 即可实现传统光学陀螺超过 10^{10} 光学品质因子才能达到的导航级角度随机游走性能; 当声学品质因子超过 10^3 后, 该方案的传感性能将全面超越传统布里渊光学陀螺方案.

声子激光凭借其超窄机械线宽、超高有效机械品质因子、低相位噪声与天然的 Sagnac 灵敏度增益优势, 为角动量精密测量开辟了全新的技术范式. 以非互易声子激光阈值传感、片上布里渊声子激光陀螺为代表的核心研究成果, 不仅突破了传统角动量测量技术的性能边界, 更深化了对声子场角动量特性与光机械耦合调控机制的理解. 尽管当前

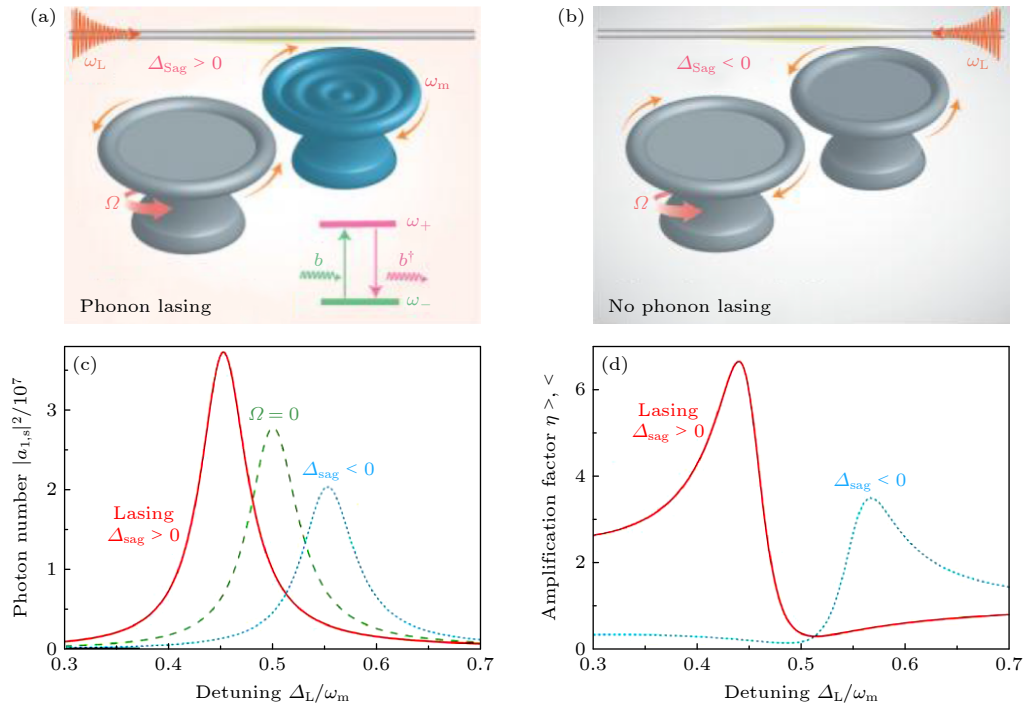


图 7 非互易声子激光 (a) 对于顺时针旋转的光学微腔, 从左侧端口输入驱动信号 (此时 Sagnac 频率为正) 可增大机械增益, 插图声子激光的等效二能级系统模型, 其中超模之间的跃迁由声子传导; (b) 从右侧端口输入驱动信号 (此时 Sagnac 频率为正) 则抑制甚至完全阻断声子激光产生; (c) 稳态光子数随光学失谐的变化, 稳态光子数随旋转角速度的依赖关系清晰可见; (d) 力学位移放大因子随光学失谐的变化. 本图取自文献^[47]

Fig. 7. Non-reciprocal phonon laser. (a) For a clockwise-rotating optical microcavity, inputting a driving signal from the left port (where the Sagnac frequency is positive) increases the mechanical gain. Inset: An equivalent two-level system model of the phonon laser, where the transition between the supermodes is mediated by phonon conduction. (b) Inputting the driving signal from the right port (where the Sagnac frequency remains positive) suppresses or even completely blocks the generation of the phonon laser. (c) Steady-state photon number as a function of optical detuning. The dependence of the steady-state photon number on the rotational angular velocity is clearly visible. (d) Mechanical displacement amplification factor as a function of optical detuning. The figure is taken from Ref.^[47].

研究仍面临实验验证、噪声抑制、集成化等诸多挑战,但随着声子集成芯片技术与腔光力学的持续发展,声子激光必将在角动量精密测量领域实现更大的突破,为基础物理研究、国防军工、民用导航等领域带来颠覆性的技术变革.

4.4 声子激光频率梳

光学频率梳技术自诞生以来,作为极高精度的“光尺”,在精密光谱学、原子钟和光学测距等领域都有着广泛的应用.然而,光学频率梳在液体和固体介质中传输损耗大、穿透能力有限,这使得其在水下探测、生物组织成像等场景中受到了严重限制.声波在这些介质中则具备远优于光的传播能力,并且随着腔光力学和非线性声子学的发展,研究人员开始将频率梳的概念拓展至机械振动和声学领域,即声学频率梳.然而,传统机械系统产生的声学频率梳往往面临梳齿相干性弱、线宽大等问题.声子激光作为光学激光的声学类比物,能够辐射出具有高度相干性的声子,将声子激光与频率梳技术相结合所诞生的“声子激光频率梳”,相当于一把刻度极其致密且高度相干的超级“声尺”,完美兼具了光频梳的高精度特性与声子在复杂介质中的传播优势,为水下高精度探测、生物医学超声成像等精密测量领域开辟了全新路径.

2025年He等^[35]首次将Floquet工程与非线性声子激光相结合,实现了首个真正意义上的全相干声子激光频率梳.该工作基于悬浮腔光力系统,以光镊悬浮的微球为声子激光增益介质,创新性地引入声光调制器实现对泵浦激光功率的周期性Floquet调控,突破了传统平衡态物理对声子模式调控的限制.当非线性声子激光受到周期性Floquet调制的泵浦光驱动时,系统会在主模式及其高阶谐波的两侧诱导出多阶Floquet边带.通过时间周期性场诱导的非平衡量子态演化,大量声学模式被锁定在一起,成功产生了超过40个相位相干的梳齿(图8).该工作不仅首次攻克了传统声学频梳中梳齿不相干的物理难题,还显著提升了声子激光的稳定性,为声子激光走向实际的精密物理扰动传感提供了“从0到1”的基石.

在实际精密测量应用中,频率梳的梳齿数量和梳齿间距的可调范围直接决定了系统的频率分辨能力.为了打造具有更高测量分辨率的“超级声尺”,在2026年的突破性研究中,肖光宗等^[49]在前

期工作的基础上进一步提出了非线性光力耦合与级联四波混频协同调控的新机制,实现了超宽带、大梳齿数的声子激光频率梳.该工作利用两组声子激光模式对腔内光场的同步调制,触发高效的级联四波混频过程,产生大量等频率间隔的相干边带;随着泵浦功率提升,光力非线性与级联四波混频的协同作用不断增强,最终形成梳齿数量突破6000根,工作带宽从10 Hz到14 MHz跨越6个数量级频段,梳齿间距可在10 Hz—100 kHz范围内连续可调的声子激光频率梳.这种兼具超大带宽和极高密度的相干声学频梳,为水下声纳探测、结构缺陷探测以及高生物医学超声成像测等复杂测量场景提供了理想的工具.

从引入外部周期性调制突破传统平衡态物理的限制,到利用多重非线性效应实现数千梳齿的宽带化,这些工作不仅丰富了非线性光力学的物理内涵,更在实质上推动了声子激光从基础物理现象向高性能精密测量仪器的转化.未来,随着梳齿线宽的进一步压窄和系统集成度的提高,声子激光频率梳有望在深海探测、生物医学精密测量等光波难以胜任的领域带来深远的变革.

4.5 实际应用面临的限制与技术挑战

尽管基于声子激光的量子精密测量在灵敏度与分辨率上展现出巨大的优势,但要实现从实验室原理样机向便携式、实用化量子传感器的跨越,仍面临诸多物理限制与工程技术挑战.当前,实际应用中的瓶颈主要集中在以下两个方面.

4.5.1 长期频率稳定性与相位扩散问题

声子激光的产生本质上伴随着 $U(1)$ 连续相位对称性的自发破缺.在跨越激射阈值进入稳定极限环振荡后,系统虽然在振幅方向上受到非线性饱和机制的有效限制,但在相位方向上缺乏原生的恢复力.这意味着,环境热噪声、残余气体碰撞以及激光驱动引起的量子涨落,都会导致声子激光的相位在时间演化上发生随机的无规行走(random walk),即相位扩散(phase diffusion).

在精密测量中,这种相位扩散宏观上表现为长时积分条件下的频率漂移与相位噪声.当测量时间(或积分时间)增加时,传感器的Allan方差在经过短时的下降后,往往会因频率的随机漂移而反弹,严重限制了极弱慢变信号的长时探测能力.

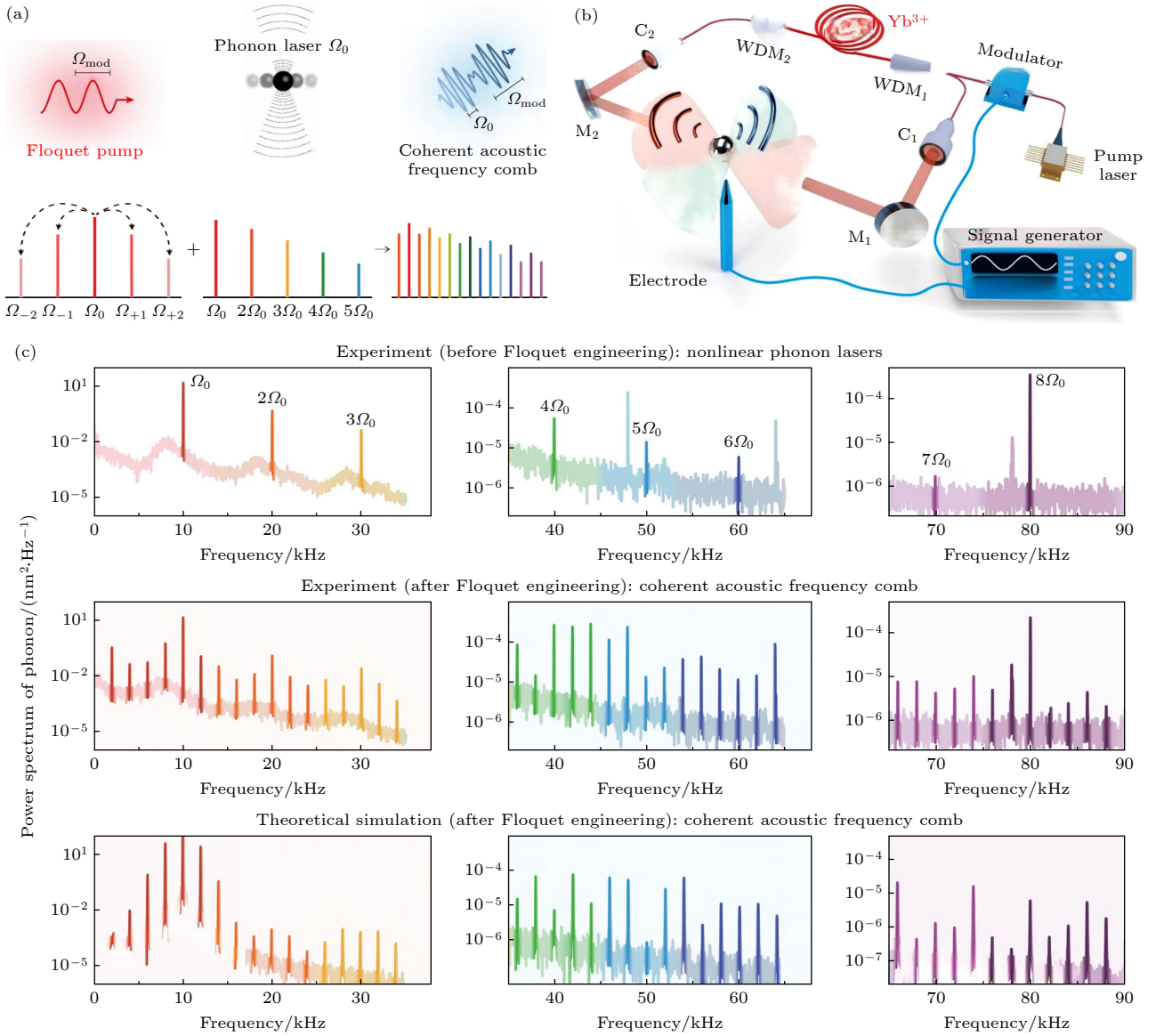


图 8 声子激光频率梳 (a) 基于 Floquet 工程的声子激光声学频率梳演化示意图. (b) 实验装置. C_i : 准直器; WDM_i : 波分复用器; M_i : 反射镜. 注入信号和 Floquet 信号源自一台双通道函数信号发生器, 以确保频率标准的一致性. 随后, Floquet 信号被送入调制器以产生 Floquet 泵浦. (c) 实验与数值模拟得到施加 Floquet 泵浦前后的声子功率谱. 本图取自文献 [35]

Fig. 8. Phonon laser frequency comb. (a) Schematic diagram of the evolution of an acoustic frequency comb in a phonon laser based on Floquet engineering. (b) Experimental setup. C_i : Collimator; WDM_i : Wavelength division multiplexer; M_i : Mirror. The injection signal and the Floquet signal originate from a dual-channel function generator to ensure the consistency of the frequency standard. Subsequently, the Floquet signal is fed into a modulator to generate the Floquet pump. (c) Experimentally measured and numerically simulated phonon power spectra before and after applying the Floquet pump. The figure is taken from Ref. [35].

为了克服这一限制, 目前的研究通常需要引入额外复杂控制回路, 如通过注入锁定 (injection locking) 或构建高增益的主动锁相环 (PLL) 来强制锚定相位. 然而, 这些辅助反馈系统不仅增加了整体架构的复杂性, 其引入的控制回路噪声 (servo noise) 本身也可能成为限制探测极限的新来源.

4.5.2 跨平台集成化与环境兼容性挑战

精密测量仪器的实用化高度依赖于系统的微

型化与片上集成, 而当前声子激光的各实现平台在集成化过程中均面临着严峻的技术壁垒.

囚禁离子体系 虽然具备优异的量子相干性, 但其运行严重依赖于超高真空环境、庞大复杂的射频电极陷阱以及多束高稳空间激光系统. 尽管目前表面电极芯片阱技术有所发展, 但离子靠近芯片表面时所面临的异常加热效应 (anomalous heating), 极大地破坏了声子模的相干性, 成为其集成化道路

上的核心阻碍。

光镊悬浮体系 其超高的力学品质因子 (Q 值可达 10^9 以上) 建立在极高真空度 (约 10^{-8} mbar ($1 \text{ mbar} = 100 \text{ Pa}$) 以下) 的基础上。一旦脱离庞大的真空腔室系统, 背景气压阻尼的急剧上升会直接破坏激励阈值条件。此外, 光镊系统在微型化过程中, 微小光学元件的对准抖动与光反冲加热 (photon recoil heating) 也会显著退化传感器的本底噪声。

腔光力学体系 尽管其最具备片上集成潜力, 但在实现宏观声子激光时通常需要极高的泵浦光功率。在芯片级微纳尺寸下, 高功率激光带来的严重热耗散 (thermal dissipation) 与材料热弹效应, 不仅会导致谐振腔频率的严重热漂移, 甚至可能引发微纳结构的物理损伤, 这为芯片级声子激光的热管理与稳定性控制提出了极高要求。

综上所述, 如何通过拓扑保护、新材料体系或新型量子控制手段, 在物理机制上抑制相位扩散, 并在工程实现上解决热耗散与极端真空依赖, 是声子激光精密测量技术迈向实用化亟待突破的关键。

5 总结与展望

声子激光作为相干机械振荡的重要实现形式, 本质上是受激辐射放大机制在声学中的推广与延伸。经过数十年的发展, 声子激光已从早期理论构想逐步发展为涵盖囚禁离子、腔光力学以及光镊悬浮系统等多平台协同推进的研究体系, 其核心物理本质均可归纳为增益介质与机械模式之间的非线性相干耦合。在外部驱动与耗散竞争作用下, 系统在阈值附近由热涨落主导的随机振动逐渐过渡到稳定的相干振荡状态, 表现出谱线压窄与相位相干增强等典型“类激光”特征。尤其是在材料加工、微纳制造及量子调控技术快速发展的推动下, 声子激光不仅在理论模型与实验实现方面取得了重要突破, 其在量子精密测量中的应用价值也日益凸显。

本文围绕声子激光的基本理论、实验实现及其在量子精密测量中的应用进行了系统综述。从理论层面来看, 经典非线性动力学中的有效负阻尼描述与开放量子系统框架下的主方程形式共同揭示了声子激光中增益与耗散竞争及非线性饱和所导致的稳态形成机制。从经典描述角度, 该过程可表现

为系统从稳定平衡态向极限环振荡态的转变; 而在量子层面, 则表现为相干驱动与耗散过程之间的竞争平衡, 并伴随不可避免的量子涨落效应。在实验研究方面, 囚禁离子体系凭借优异的量子相干性, 为研究量子区域内的声子激光提供了理想平台; 腔光力学体系则依托高品质光学微腔与辐射压力耦合, 实现了片上化与高频化发展; 光镊悬浮体系则在超弱力探测和长时间稳定测量中展现出独特优势。随着相关技术的发展, 声子激光的工作频率、相干时间及系统稳定性均得到了显著提升, 其应用范围也从基础动力学研究逐渐扩展至量子精密测量领域。目前, 基于声子激光的电场探测、质量传感以及角动量测量等精密测量领域已取得重要进展。依托超窄线宽、高相干性与低相位噪声等特性, 声子激光能够将极微弱外场扰动有效转化为可读出的频率或相位变化, 从而实现高灵敏度测量。特别是结合注入锁定、随机共振及压缩态调控等技术后, 系统在抗噪声能力和长期稳定性方面进一步提升, 为实现超高灵敏度量子传感提供了新的技术路径。

尽管声子激光技术已取得显著突破, 但要实现从实验室原型向通用量子精密测量器件的跨越, 未来仍需在多个核心方向开展深入研究。首先是实现从单体向阵列的跨越^[50,51], 通过多离子链或微腔阵列实现多模式、多维度协同泵浦, 构建大尺度声子激光阵列, 不仅能够通过多体关联效应进一步消除环境共模噪声, 还可利用集体模式实现高维多参数的并行传感。同时, 开发能在常温、常压环境下稳定工作的声子激光, 并利用微纳加工技术实现声子激光系统的片上集成, 是实现便携式、高精度导航与生物成像的关键, 这将极大推动该技术的实用化进程。此外, 声子激光与量子效应的深度结合将是未来的研究重点。通过引入非线性驱动或量子相干反馈, 制备声子压缩态、纠缠态等非经典量子态, 将助力精密测量进一步突破标准量子极限, 向海森伯极限灵敏度迈进^[52]。在应用场景方面, 利用声子激光对非线性动力学的高度敏感性, 探索其在复杂噪声背景下的弱信号拾取能力, 有望在引力波探测、地下资源勘探等领域发挥重要作用。综上所述, 声子激光作为连接量子物理与宏观测量的桥梁, 其在精密测量领域的应用潜力才刚刚开启, 有望在未来量子科技革命中扮演更为核心的角色。

参考文献

- [1] Degen C L, Reinhard F, Cappellaro P 2017 *Rev. Mod. Phys.* **89** 035002
- [2] Maiman T H 1960 *Nature* **187** 493
- [3] Siegman A E 1986 *Lasers* (Mill Valley: University Science Books) pp1–79, 243–263
- [4] Haken H 1986 *Laser light dynamics* (Amsterdam: North-Holland Physics Publishing) pp59–97
- [5] Tucker E B 1961 *Phys. Rev. Lett.* **6** 547
- [6] Vahala K, Herrmann M, Knünz S, Batteiger V, Saathoff G, Hänsch T W, Udem T 2009 *Nat. Phys.* **5** 682
- [7] Xie Y, Wan W, Wu H Y, Zhou F, Chen L, Feng M 2013 *Phys. Rev. A* **87** 053402
- [8] Behrle T, Nguyen T L, Reiter F, Baur D, de Neeve B, Stadler M, Marinelli M, Lancellotti F, Yelin S F, Home J P 2023 *Phys. Rev. Lett.* **131** 043605
- [9] Grudinin I S, Lee H, Painter O, Vahala K J 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 083901
- [10] Kemiktarak U, Durand M, Metcalfe M, Lawall J 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 030802
- [11] Cohen J D, Meenehan S M, MacCabe G S, Gröblacher S, Safavi-Naeini A H, Marsili F, Shaw M D, Painter O 2015 *Nature* **520** 522
- [12] Zhang Q, Yang C, Sheng J, Wu H 2022 *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **119** e2207543119
- [13] Pettit R M, Ge W, Kumar P, Luntz-Martin D R, Schultz J T, Neukirch L P, Bhattacharya M, Vamivakas A N 2019 *Nat. Photonics* **13** 402
- [14] Kuang T, Huang R, Xiong W, Zuo Y, Han X, Nori F, Qiu C W, Luo H, Jing H, Xiao G 2023 *Nat. Phys.* **19** 414
- [15] Xiao G, Kuang T, He Y, Chen X, Xiong W, Han X, Tan Z, Luo H, Jing H 2024 *eLight* **4** 17
- [16] Beardsley R P, Akimov A V, Henini M, Kent A J 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 085501
- [17] Wen Y, Ares N, Schupp F J, Pei T, Briggs G A D, Laird E A 2020 *Nat. Phys.* **16** 75
- [18] Chafatinos D L, Kuznetsov A S, Anguiano S, Bruchhausen A E, Reynoso A A, Biermann K, Santos P V, Fainstein A 2020 *Nat. Commun.* **11** 4552
- [19] Aspelmeyer M, Kippenberg T J, Marquardt F 2014 *Rev. Mod. Phys.* **86** 1391
- [20] Strogatz S H 2024 *Nonlinear Dynamics and Chaos: with Applications to Physics, Biology, Chemistry, and Engineering* (Boca Raton: Chapman and Hall/CRC) pp248–260
- [21] Manzano D 2020 *AIP Advances* **10** 025106
- [22] Dong Y Z, He S W, Deng Z J, Li P D, Chen L, Feng M 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 193701 (in Chinese) [董元章, 何思文, 邓志姣, 李沛东, 陈亮, 冯芒 2025 物理学报 **74** 193701]
- [23] Lee C Y, Lin K T, Lin G D 2023 *Phys. Rev. Res.* **5** 023082
- [24] Fernández-Lorenzo S, Porras D 2017 *Phys. Rev. A* **96** 013817
- [25] He S W, Deng Z J, Xie Y, Wang Y Y, Chen P X 2024 *Opt. Express* **32** 13998
- [26] Hush M R, Li W, Genway S, Lesanovsky I, Armour A D 2015 *Phys. Rev. A* **91** 061401(R)
- [27] Huang K 2009 *Introduction to Statistical Physics* (Boca Raton: Chapman and Hall/CRC) pp271–273
- [28] Gerry C C, Knight P L 2023 *Introductory quantum optics* (Cambridge: Cambridge University Press) pp127–132
- [29] Leibfried D, Blatt R, Monroe C, Wineland D 2003 *Rev. Mod. Phys.* **75** 281
- [30] Baur D, Behrle T, Rojko I, Jeske J, Yelin S, Home J, Reiter F 2026 arXiv: 2604.18295 [quant-ph]
- [31] Li P D, Dong Y Z, Wu Z Z, Wang J W, Li J, Zhang J Q, Deng Z J, Chen L, Feng M 2026 arXiv: 2606.21068 [quant-ph]
- [32] Jing H, Özdemir S K, Lü X Y, Zhang J, Yang L, Nori F 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 053604
- [33] Zhang J, Peng B, Özdemir S K, Pichler K, Krimer D O, Zhao G, Nori F, Liu Y X, Rotter S, Yang L 2018 *Nat. Photonics* **12** 479
- [34] Rodenburg B, Neukirch L P, Vamivakas A N, Bhattacharya M 2016 *Optica* **3** 318
- [35] He Y, Kuang T, Han X, et al 2025 *Sci. Adv.* **11** eadv9984
- [36] Dadras S, Pettit R M, Luntz-Martin D R, Xiao K, Bhattacharya M, Vamivakas A N 2020 arXiv: 2012.12354 [physics.optics]
- [37] Knünz S, Herrmann M, Batteiger V, Saathoff G, Hänsch T W, Vahala K, Udem T 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 013004
- [38] Wei Y Q, Wang Y Z, Liu Z C, Cui T H, Chen L, Li J, Dai S Q, Zhou F N, Feng M 2022 *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **65** 110313
- [39] Pan F, Cui K, Huang Y, Chen Z, Wu N, Bai G, Huang Z, Feng X, Liu F, Zhang W 2023 *Chip* **2** 100050
- [40] Zhang K, Xiao K, Bhattacharya M, Vamivakas A N 2026 *Nat. Commun.* **17** 2882
- [41] Zheng Y, Wang L, Liu L H, Tian Y, Chen X D, Wu D, Guo G C, Sun F W 2026 arXiv: 2604.06923 [physics.optics]
- [42] Liu Z, Wei Y, Chen L, Li J, Dai S, Zhou F, Feng M 2021 *Phys. Rev. Appl.* **16** 044007
- [43] Wei Y Q, Yuan Q, Chen L, Cui T H, Li J, Dai S Q, Zhou F, Feng M 2023 *Phys. Rev. Appl.* **19** 064062
- [44] Yuan Q, Dai S Q, Li P D, Wei Y Q, Li J, Zhou F, Zhang J Q, Chen L, Feng M 2024 *Appl. Phys. Lett.* **125** 102201
- [45] Yuan Q, Dai S Q, Cui T H, Li P D, Dong Y Z, Li J, Zhou F, Zhang J Q, Chen L, Feng M 2025 *Front. Phys.* **20** 012203
- [46] Liu F, Alaie S, Leseman Z C, Hossein-Zadeh M 2013 *Opt. Express* **21** 19555
- [47] Jiang Y, Maayani S, Carmon T, Nori F, Jing H 2018 *Phys. Rev. Appl.* **10** 064037
- [48] Duan W Q, Zhao M X, Wang J Q, Xu X B, Sun L, Guo G C, Li M, Zou C L 2025 arXiv: 2511.16525 [physics.optics]
- [49] Xiao G, Feng Z, Kuang T, Huang R, He Y, Chen X, Zuo Y, Han X, Xiong W, Tan Z, Ganesan A, Nori F, Qiu C W, Zhang X, Luo H, Jing H 2026 *Adv. Photon.* **8** 026004
- [50] Heinrich G, Ludwig M, Qian J, Kubala B, Marquardt F 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 043603
- [51] Strogatz S H 2000 *Physica D* **143** 1
- [52] Giovannetti V, Lloyd S, Maccone L 2011 *Nat. Photonics* **5** 222

SPECIAL TOPIC—Ultracold atomic and molecular physics

Quantum precision measurement and applications based on phonon lasers^{*}LI Peidong^{1)3)#} YUAN Quan^{2)3)#} CHEN Liang^{1)†} FENG Mang^{1)4)5)‡}1) (*Innovation Academy for Precision Measurement Science and Technology, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China*)2) (*Guangzhou Institute of Industrial Intelligence, Guangzhou 511458, China*)3) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 101408, China*)4) (*Collaborative Innovation Center of Quantum Effects and Applications, Hunan Normal University, Changsha 410081, China*)5) (*Research Center for Quantum Precision Measurement, Guangzhou Institute of Industry Technology, Guangzhou 511458, China*)

(Received 18 May 2026; revised manuscript received 13 June 2026)

Abstract

Precision measurement serves as a cornerstone for exploring the laws of nature and driving technological transformation, with quantum precision measurement offering a revolutionary pathway to surmount classical physical limits. Phonon lasers, as acoustic analogs of optical lasers, generate highly coherent mechanical oscillations through stimulated gain processes, emerging as a crucial research frontier in quantum sensors. This comprehensive review systematically outlines the fundamental principles, diverse physical implementation platforms, and state-of-the-art applications of phonon lasers in quantum precision measurement, aiming to provide a vital reference for interdisciplinary research in micro-nano optomechanics and quantum information.

Methodologically, this review constructs a unified theoretical framework to describe the dynamics of phonon lasers across different scales. From a classical perspective, the generation of phonon lasers is explained via a dynamic “negative damping” mechanism that drives the mechanical mode through a Hopf bifurcation threshold into a stable limit-cycle oscillation. In the quantum regime, we utilize the Lindblad master equation to elucidate the transition of phonon states from thermal fluctuations to coherent radiation via controlled stimulated energy exchange. With this framework established, we comparatively analyze three mainstream physical platforms: trapped-ion systems that leverage internal electronic state transitions for ultrahigh coherence, cavity optomechanical systems driven by radiation pressure for macroscopic chip-scale integration, and optically levitated nanospheres that utilize active non-linear electro-optic feedback for long-term stable sensing.

The core results of this review highlight the exceptional nonlinear amplification capabilities of phonon lasers across multiple sensing paradigms. In electric field and weak force detection, injection-locking mechanisms enable the mapping of ultraweak oscillatory drives into macroscopic coherent phase responses, achieving yoctonewton-level (yN) to zeptonewton-level (zN) force sensitivities. For mass sensing, the active gain compensation of phonon lasers substantially compresses the mechanical linewidth from the MHz to the kHz regime, overcoming fluidic dissipation to achieve zeptogram-level (zg) mass resolution under ambient conditions. Furthermore, non-reciprocal phonon lasers leveraging the Sagnac effect in rotating microcavities, alongside on-chip Brillouin acoustic gyroscopes, demonstrate profound potential for sub-shot-noise angular momentum

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. U25D9005, 12534020) and the Nansha Senior Leading Talent Team Technology Project, China (Grant No. 2021CXTD02).

These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: liangchen@wipm.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: mangfeng@wipm.ac.cn

sensing. Notably, the recent integration of Floquet engineering has facilitated the generation of fully coherent phonon laser frequency combs comprising thousands of phase-locked teeth, bridging a critical gap in broadband underwater and biomedical acoustic sensing.

In conclusion, while phonon lasers present transformative advantages for quantum sensing, their practical deployment faces challenges such as long-term phase diffusion and cross-platform integration bottlenecks, including anomalous heating in surface-electrode ion traps and thermal dissipation in nanomechanical cavities. Future research must focus on developing large-scale phonon laser arrays, achieving robust room-temperature operation, and exploiting nonclassical squeezed or entangled phonon states to ultimately push measurement sensitivities toward the Heisenberg limit.

Keywords: phonon laser, quantum information, quantum precision measurement

DOI: [10.7498/aps.75.20260710](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260710)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260710](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260710)



基于声子激光的量子精密测量和应用

李沛东 袁泉 陈亮 冯芒

Quantum precision measurement and applications based on phonon lasers

LI Peidong YUAN Quan CHEN Liang FENG Mang

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 75, 200302 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260710

CSTR: 32037.14.aps.75.20260710

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260710>

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