面向集成光子学的宽带高分辨率矢量频谱分析仪

Yi-Han Luo，[1, 2, *] Baoqi Shi，[1, 3, *] Wei Sun，[1] Ruiyang Chen，[1,2] Sanli Huang，[1,4] Zhongkai Wang，[1] Jinbao Long，[1] Chen Shen，[1] Zhichao Ye，[5] Hairun Guo，[6] 和 Junqiu Liu[1, 4, †]
[1]中国深圳国际量子科学院，*518048*
[2]南方科技大学深圳量子科学与工程研究院，中国深圳，*518055*
[3]中国科学技术大学光学与光学工程系，中国安徽合肥，*230026*
[4]中国科学技术大学合肥国家实验室，中国合肥，*230088*
[5]*Qaleido Photonics*，中国杭州，*310000*
[6]上海大学特种光纤与光接入网重点实验室，中国上海，*200444*

arXiv:2304.04295v2 [physics.optics] 8 Oct 2023

对光谱（发射或吸收）的分析，无疑是发现和理解物质最有力的方法之一。各种光谱仪的发明与发展，为我们提供了多功能且超灵敏的诊断工具，可用于痕量气体检测、同位素分析，以及分辨原子和分子的超精细结构。随着数据和信息不断增长，如今对光谱分析提出了迫切且严苛的要求，光谱带宽和频率分辨率也必须不断提高。这些要求对于承载海量信息的宽带激光光源，以及用于信息处理系统的色散器件而言尤为严格。此外，人们还期望频谱分析仪能够探测器件的相位响应，因为其中编码着额外的信息。在此，我们展示了一种新型矢量频谱分析仪（VSA），可通过单一装置表征无源器件和有源激光光源。这种双模式矢量频谱分析仪能够测量无源器件的损耗、相位响应和色散特性，还能将宽带激光光谱相干地映射到射频域。该 VSA 的带宽为 55.1 THz（1260 至 1640 纳米），频率分辨率为 471 kHz，动态范围为 56 分贝。同时，我们的光纤式 VSA 结构紧凑且坚固耐用，无需高速调制器和光电探测器，也不需要任何主动反馈控制。最后，我们成功将 VSA 用于多种应用，包括集成色散波导表征、频率梳光谱映射，以及相干光探测与测距（激光雷达）。我们的 VSA 为器件分析和激光光谱学提供了一种创新方法，并有望在未来的光子系统以及传感、通信、成像和量子信息处理应用中发挥关键作用。

引言。光及其在介质中的传播分析是信息社会的基础。在介质中发现光的折射和色散，促成了棱镜和光栅的发明，它们是如今在成像、传感和通信等光学系统中得到广泛应用。实现这些应用的关键组件是色散元件，它们能够在空间上或时间上分离不同颜色（即不同频率）的光分量[1]，并具有经过精确校准的色度色散。借助这些元件，现代光谱分析仪（OSA）和光谱仪能够提供无与伦比的频率分辨率、较大的动态范围，以及数百纳米的宽光谱带宽。时间拉伸系统[2] 能够探测复杂非线性系统中的超快事件和罕见事件。

在频谱分析中，对色散元件进行精确、宽带的频率校准至关重要。由于对尺寸、重量、成本和功耗更低的光谱仪有着迫切需求，人们已投入大量精力，致力于开发基于集成波导的微型光谱仪[3–8] 和宽带激光光源[9–24]。对于这些器件，频率校准尤为关键，也极具挑战性，因为集成波导的色散可能会因其结构和尺寸而发生显著变化[25]。同时，时间拉伸色散傅里叶变换[26] 中的驻相近似要求元件经过仔细的频率校准且具有强色散。为此，光学矢量网络分析仪（OVNA）是可行的工具。与电学矢量网络分析仪类似，OVNA能够直接表征无源器件的线性传递函数（LTF），从而同时测量传输（即损耗）、相位响应和色散[27–29]。此前展示的OVNA基于干涉测量[28,30]，、光信道估计[29,31]，、单边带调制[32,33]，以及频率梳辅助的非对称双边带[34]。尽管如此，所有这些方法的测量带宽都有限，仅从亚太赫兹到数太赫兹。因此，面对日益增长的需求——人们希望理解并设计用于覆盖数十太赫兹范围宽带激光光源的器件，包括光频梳[9–11]、参量振荡器[12,14,15]，、量子频率转换器[16,17]，、超连续谱[18–21]和参量放大器[22–24]——这些方法都无法胜任。

在此，我们展示了一种矢量频谱分析的新范式，将用于无源器件的光学矢量网络分析仪（OVNA）和用于有源激光器光源的光谱分析仪（OSA）集成在一个装置中。我们的矢量频谱分析仪（VSA）可以测量线性传递函数（LTF）和色散-

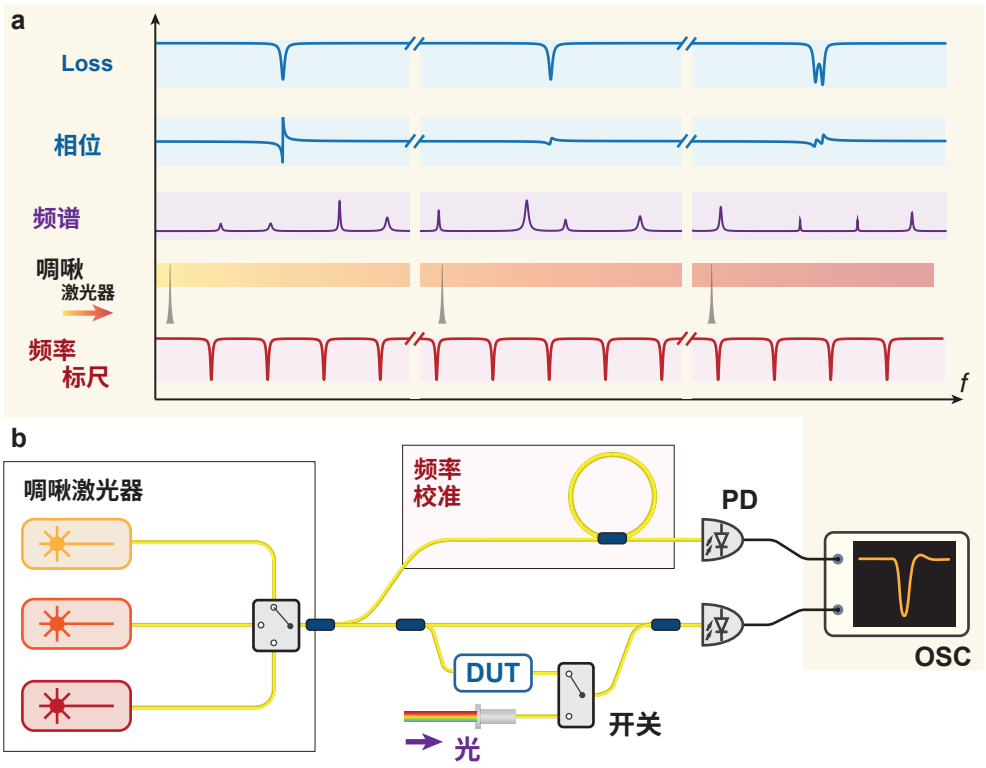


图 1. **矢量频谱分析仪（VSA）的原理与架构。a**。我们的 VSA 的工作原理是将啁啾连续波激光器发送至被测设备（DUT），并使其通过该设备。DUT 可以是无源器件，也可以是宽带激光源。啁啾激光器通过 DUT 后的透射光谱表现为一条时域轨迹。对于无源器件，该轨迹包含 DUT 在啁啾带宽范围内的损耗、相位和色散信息。对于有源激光源，啁啾激光器会逐渐与光学频谱中的不同频率分量产生拍频，因此，在射频域分析拍频信号即可提取频谱信息。简言之，啁啾激光器将 DUT 的频域响应相干地映射到时域。要实现这种频率—时间映射，关键在于对啁啾过程中瞬时激光频率进行精确校准。这需要将啁啾激光器参照“频率标尺”进行校准。**b**。实验装置。此处的频率校准单元是自由光谱范围为 55.58 兆赫的相位稳定光纤腔。啁啾激光器单元可以由单个激光器构成，也可以由多个激光器构成，并将其带宽级联。后一种方案可通过将各激光器的测量轨迹无缝拼接成一条轨迹，扩展总光谱带宽。PD，光电探测器。OSC，示波器。

无源器件的传输特性，或将光谱相干地映射到射频域。

I. 原理与装置

我们的 VSA 原理如图所示 1a。连续波（CW）宽范围啁啾激光器被发送至并穿过被测设备（被测设备），该设备可以是无源器件或激光器光源。在激光器啁啾期间，对于无源器件，包含被测设备损耗和相位信息的与频率相关的线性传递函数会被光电探测并记录。对于激光器光源，啁啾激光器会逐渐与光学频谱中的不同频率分量进行拍频，并使用窄带通滤波器在射频域中以数字方式记录拍频信号。在这两种情况下，VSA都会输出一条时域轨迹，其中每个数据点对应于激光器啁啾期间特定频率下被测设备的瞬时响应。简而言之，啁啾激光器将被测设备的频域响应相干地映射到时域。由于激光器无法实现完美的线性啁啾，这种频率-时间映射的关键在于，精确校准任意给定时刻的瞬时激光频率。为此，需要将啁啾激光器参照到经过校准的“频率标尺”。

按照这一原理，我们搭建了如图 1b 所示的装置。我们使用一台宽调谐、无跳模的外腔二极管激光器（ECDL，Santec TSL）作为啁啾激光器。级联多台覆盖不同光谱范围的外腔二极管激光器，可扩展整体光谱带宽；在我们的 VSA 中，使用三台外腔二极管激光器可将光谱范围扩展至 1260 至 1640 纳米（55.1 太赫兹）（见补充材料注释 1）。

外腔二极管激光器的连续波输出被分成两路。其中一路发送至被测设备，另一路发送至频率校准单元。这种频率校准涉及相对频率（即相对于起始激光频率的频率变化）和绝对频率-

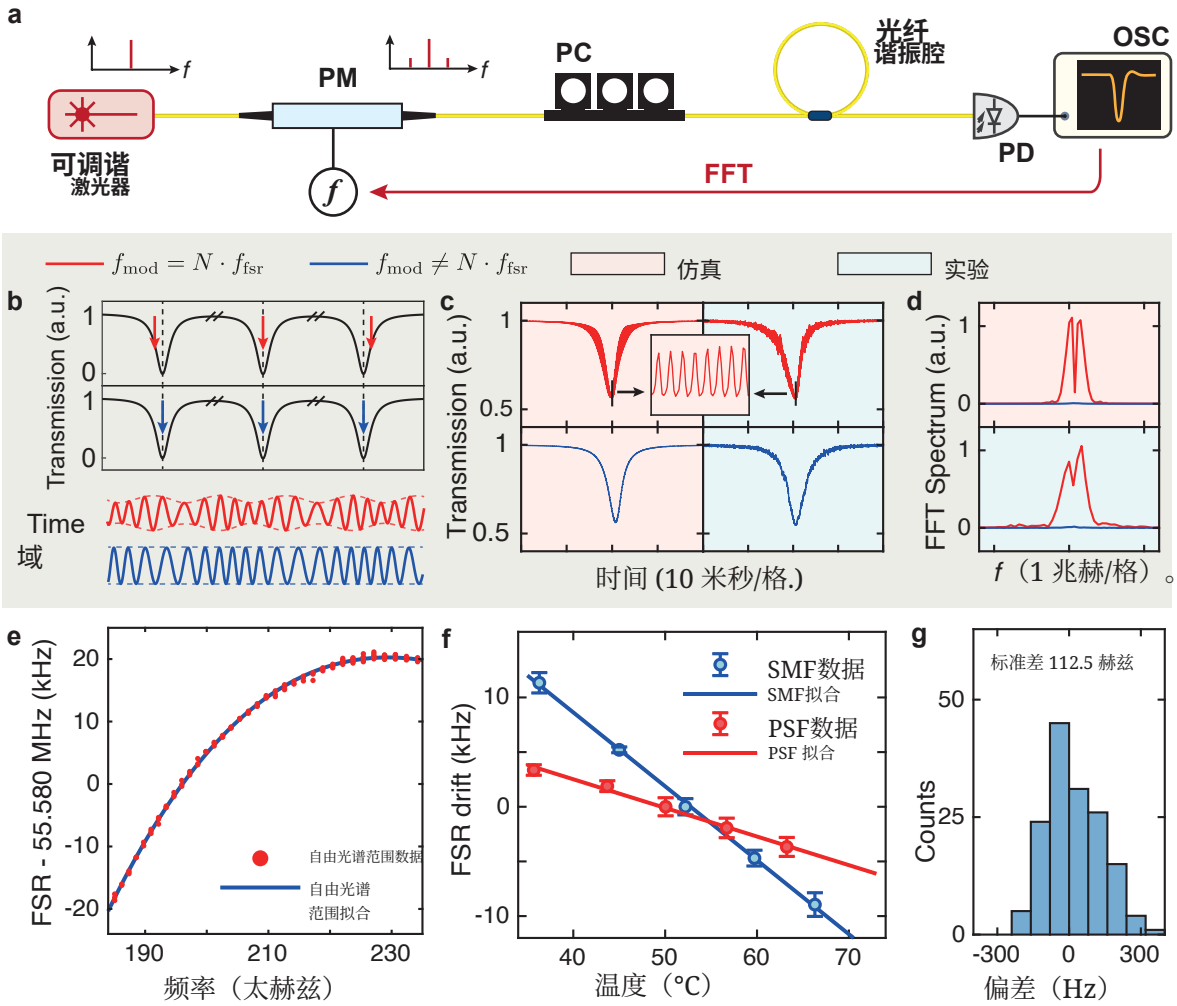


图 2. **光纤腔的频率校准**。**a**。实验装置。PM，相位调制器。PC，偏振控制器。PD，光电探测器。OSC，示波器。FFT，快速傅里叶变换。**b-d**。光纤腔自由光谱范围（FSR）频率校准过程的原理。图表比较了 $f_{\mathrm{mod}} \neq N \cdot f_{\mathrm{fsr}}$（红色曲线）和 $f_{\mathrm{mod}} = N \cdot f_{\mathrm{fsr}}$（蓝色曲线）时的差异。根据实验数据（蓝色区域）和仿真结果（红色区域），可以从时域轨迹中的包络调制（面板 b）、光纤腔的共振轮廓（面板 c）以及射频域中的傅里叶峰（面板 d）中观察到这些差异。**e**。测量得到的光纤腔 FSR 在 55.1 太赫兹频率范围内的变化及其拟合色散。我们在两种不同温度 T_0 和 $T_0 + \Delta T$ 下进行测量，其中 $T_0 = 23$°C 和 $\Delta T = 9.3$°C。**f**。对于由单模光纤（SMF）或相位稳定光纤（PSF）制成的光纤腔，测得的腔 FSR 随相对温度变化的漂移，以及相应的线性拟合。**g**。光纤腔 FSR 的总计 150 次测量显示，标准差（STD）为 112.5 Hz。

校准（即精确测得的起始激光器频率）。绝对频率校准通过参考内置波长计进行，其准确度为 200 兆赫（见补充材料注释 1）。相对频率校准如下所述。

相对频率校准。图 2说明了相对频率校准的原理。我们使用具有等间距共振网格的光纤腔作为频率标尺。通过计算啁啾激光器经过的共振数量，并将该数量乘以光纤腔的自由光谱范围（FSR，f_{fsr}），即可得到激光频率变化范围（即瞬时激光频-率）是计算得出的。在两个相邻光纤腔共振之间对激光频率进行外推，可进一步提高频率分辨率、精密度和准确度，后文将对此进行讨论。因此，这种方法的关键在于 f_{fsr} 的测量精密度，以及对光纤色散的补偿，以计及 f_{fsr} 在55.1太赫兹光谱范围内的变化。

用于校准 f_{fsr} 的实验装置如图 2a 所示。外腔二极管激光器的连续波输出经射频信号发生器进行相位调制，以产生一对边带。载波和两个边带在保持偏振的情况下，一同送入光纤腔。通过光纤腔传输的信号由带宽为 125 兆赫的光电探测器探测，并由示波器进行分析。

示波器，并反馈至射频信号发生器。根据光纤腔长度，估算出光纤腔自由光谱范围（FSR）的初始值 $\Delta f_0 = 55.58$ 兆赫，射频驱动频率 f_{mod} 被设置为 $f_{\mathrm{mod}} = N \cdot \Delta f_0$，其中 N 是一个整数（$N = 3$ 在我们的实验中）。由于 $\Delta f_0 \neq f_{\mathrm{fsr}}$，如图 2b所示，在频域中，载波和两个边带分别位于三个共振的不同位置。因此，三个连续波分量经历不同的腔响应，并在光纤腔输出端的时域中共同产生振幅干涉。当f_{mod} 略微变化，使得 $f_{\mathrm{mod}} = N \cdot f_{\mathrm{fsr}}$ 得到满足时，这种干涉可以被完全消除。

这种时域干涉可以通过光电探测并由示波器观测。图2c 展示了腔共振的透射光谱。当$f_{\mathrm{mod}} \neq N \cdot f_{\mathrm{fsr}}$时，共振轮廓会受到调制（红色曲线）；当 $f_{\mathrm{mod}} = N \cdot f_{\mathrm{fsr}}$ 时，共振轮廓不受影响，呈现出由单个连续波激光器探测到的正常洛伦兹线型（蓝色曲线）。我们还模拟了这种调制行为（左侧红色面板），结果与实验数据（右侧蓝色面板）一致。调制幅度通过快速傅里叶变换（FFT）提取，如图2d 所示，其中红色曲线表示$f_{\mathrm{mod}} \neq N \cdot f_{\mathrm{fsr}}$，蓝色曲线表示 $f_{\mathrm{mod}} = N \cdot f_{\mathrm{fsr}}$。当 $f_{\mathrm{mod}} \neq N \cdot f_{\mathrm{fsr}}$时，执行二分搜索以最小化$|f_{\mathrm{mod}} - N \cdot \Delta f_0|$，直至调制峰消失，这表明 $f_{\mathrm{mod}} = N \cdot f_{\mathrm{fsr}}$。

我们应用该方法测量光纤腔的f_{fsr} 从 1260到 1640 纳米波长范围（55.1 太赫兹频率范围），间隔为 10 纳米，环境温度为 $T_0 = 23.5$ ℃。该光纤腔由相位稳定光纤（PSF，后文将介绍）制成。图 2e 显示，频率相关量的绘图和分析f_{fsr} 通过三次多项式拟合即可提取光纤色散（参见补充材料中的注释2）。该经过色散校准的光纤腔共振网格被用作我们的 VSA 及后续实验中的频率标尺。

我们进一步表征了f_{fsr}的温度稳定性。光纤腔被加热，其 f_{fsr} 位移相对于相对温度变化的关系在1490纳米处进行测量，如图2f所示。此外，我们比较了两种用于构建腔体的光纤：普通单模光纤（SMF，蓝色数据）和相位稳定光纤（PSF，红色数据）。线性拟合表明，基于PSF的光纤腔具有温度灵敏度$\mathrm{d}f_{\mathrm{fsr}}/\mathrm{d}T = -262$ 赫兹/开尔文，相比之下，SMF为 -676 赫兹/开尔文。PSF较低的$\mathrm{d}f_{\mathrm{fsr}}/\mathrm{d}T$ 是我们使用PSF而非SMF的原因。相应地，1开尔文的温度变化（这是我们的环境温度稳定与控制水平）会使基于PSF的光纤腔在整个 ~ 240 兆赫的带宽内产生累积误差55.1太赫兹。

我们还测量了光纤腔的色散（在升高的温度下） $T_0 + \Delta T$，其中 $\Delta T = 9.3$ ℃. 图2e 表明，测得的两条光纤色散曲线不同温度下的曲线几乎完全相同，仅在 y 轴上存在整体相对偏移。这表明温度变化只影响 f_{fsr}，而不影响光纤色散。有关测量的更多详情，请参见补充材料中的注释3。因此，一旦知道环境温度，就可以计算 1490 纳米处的 f_{fsr}，以及随频率变化的 f_{fsr}。

最后，为了验证测量的可重复性，f_{fsr} 1490 纳米处的数值被重复测量 150 次。图 2g 显示了出现直方图，标准偏差为 112。5 赫兹。

在此，我们使用经过色散校准且相位稳定的光纤腔进行相对频率校准。我们注意到，频率梳光谱仪[11,35,36]配合精确等间隔的频率线网格，也可以使用[37,38]。尽管频率梳已成为光谱学中经过验证的技术[39]，具有无与伦比的准确度，但在表征无源器件方面存在若干局限性。首先，商用光纤激光器频率梳作为光谱仪不仅体积庞大且价格昂贵，还会因射频速率的梳齿间隔（通常高于 100 兆赫）而受到频率分辨率有限的影响。其次，同时注入超过 10^5 条梳齿可能使光电探测器饱和或失明，从而导致信噪比（SNR）和动态范围严重下降。

不同于频率梳，具备高光子通量以及不断提升的频率可调谐性和灵活性的连续波激光器在传感方面具有特别优势[40]。在我们的方法中，经光纤腔进行频率校准后，啁啾连续波激光器表现得如同带有“移动”窄带通滤波器的频率梳，其中该滤波器每次仅选择一条梳齿，并抑制其他梳齿。因此，啁啾期间几乎恒定的激光功率可在整个光谱带宽上提供平坦的功率包络。由此，我们的方法避免了光电探测器饱和和器件损坏，并提高了信噪比和动态范围。

为提高频率分辨率，在两个相邻光纤腔的共振之间对瞬时激光频率进行外推，这依赖于啁啾激光器的频率线性度。我们在另一项平行工作[41] 中对这种线性度进行了实验表征，其中啁啾外腔二极管激光器（Santec TSL）以商用光学频率梳为参考。参考文献[41] 的结果表明，使用自由光谱范围为55兆赫、激光啁啾速率为 50纳米/秒的光纤腔，我们在实验上实现了精密度优于200千赫的相对频率校准。误差由激光器啁啾的非线性引起。更多细节详见补充材料中的注释 4。

每条单独时域轨迹的最终频率分辨率由啁啾范围除以示波器的存储深度（2×10^8）决定。对于光谱范围最宽、从1480 到 1640纳米（19.8 太赫兹）的外腔二极管激光器（ECDL），我们估计VSA 的最终频率采样分辨率约为 99 kHz，即两个记录的相邻

数据点。实际分辨率还会受到啁啾激光器线宽的进一步影响。因此，我们使用自延迟外差装置对动态激光器线宽进行了实验测量。实验细节详见补充材料中的注释5。在 100 μ秒的时间尺度内，外腔二极管激光器在50纳米/秒啁啾速率下的动态线宽平均为471kHz。该线宽由多种因素造成，包括激光器本征线宽、激光器啁啾非线性，以及外差装置中光纤延迟线的不稳定性。测得的471 kHz 激光器动态线宽设定了我们 VSA 频率分辨率的下限。

II. 无源集成器件的表征

接下来，我们将展示 VSA 的几种应用。首先，我们将 VSA 用作光学矢量网络分析仪，以表征无源器件。我们选取了两种光学器件：集成光学微谐振器和一条长达一米的螺旋波导。这两种器件均采用氮化硅（Si_3N_4）[42], 制造，并已广泛应用于集成非线性光子学领域[10,12]。例如，高品质因数（Q）光学微谐振器是微型化微谐振器孤子光频梳（“孤子微梳”）的核心构件[9–11]，也用于超低阈值光学参量振荡器[12,14,15],和量子频率转换器[16,17]。超低损耗、色散平坦化波导是多倍频程超连续谱[18–21] 和连续行波光学参量放大器[22–24]的基石。所有这些应用都要求对集成器件的特性进行精确表征，例如在超过 100 纳米的带宽范围内测量损耗、相位和色散。

集成光学微谐振器的表征。图3a 显示了一个 Si_3N_4 光学微谐振器的光学显微镜图像。测量了每个基模共振的共振频率 $\omega/2\pi$ 和线宽 $\kappa/2\pi$ ，其波长范围为 1260 纳米（237.9 太赫兹）至 1640 纳米（182.8 太赫兹）。微谐振器的集成色散定义为

$$D_{\mathrm{int}}(\mu) = \omega_\mu - \omega_0 - D_1\mu = \sum_{n=2}^{\cdots} \frac{D_n\mu^n}{n!} \qquad (1)$$

其中， $\omega_\mu/2\pi$ 是相对于参考共振频率 $\omega_0/2\pi$的第 μ个共振频率， $D_1/2\pi$ 是微腔的自由光谱范围（FSR）， $D_2/2\pi$ 描述群速度色散（GVD），而 D_3、 D_4和 D_5 是高阶色散项。图3c上图绘出了测得的 D_{int} 分布，其中每个参数均通过使用公式1拟合得到。需要指出的是，由于我们的测量带宽为55.1太赫兹，频率分辨率为471千赫兹，因此我们的方法能够测量最高达五阶D_5 的高阶色散[43] 。图3c中图验证了这一点，其中从 D_{int}中减去了 D_2、D_3 和 D_4 项，并使用 $D_5\mu^5/120$对剩余色散进行了拟合。图3c下图表明，在进一步减去 D_5 项后，未观察到明显的残余色散。由于微谐振器中的模式交叉避免，部分数据点偏离了拟合曲线[44]。

对每个共振进行拟合后[45], ，提取本征损耗 $\kappa_0/2\pi$、外部耦合强度 $\kappa_{\mathrm{ex}}/2\pi$以及总（加载）线宽 $\kappa/2\pi = (\kappa_0 + \kappa_{\mathrm{ex}})/2\pi$。图3d 显示了三个典型共振及其拟合曲线（蓝色），其中一个可见模式分裂（底部）。通常，仅根据单个共振轮廓，无法判断共振是过耦合（$\kappa_{\mathrm{ex}} > \kappa_0$）还是欠耦合（$\kappa_{\mathrm{ex}} < \kappa_0$）[46]。只有通过相位（矢量）测量才能揭示耦合状态。

如图 1b 所示，我们将激光功率分成两路。其中一路的激光透射通过被测设备，另一路的激光则经历延迟 $\Delta\tau$。延迟 $\Delta\tau$ 会在两路之间引入频率差 $\Delta f = \gamma\Delta\tau$ ，其中 γ 为激光器的啁啾速率。因此，两路重新合并时会产生拍频信号，并被光电探测。被测设备引入的额外相移 ϕ也会作用于拍频信号，可通过希尔伯特变换提取[47]（参见补充材料中的注释 6）。测得的相位和拟合相位如图 3d 中的红色曲线所示。图 3d 上图和下图中共振处连续的相位过渡表示欠耦合，而图 3d 中图中 2π 的相位跳变表示过耦合。从上到下，各共振的拟合损耗值 $(\kappa_0/2\pi, \kappa_{\mathrm{ex}}/2\pi)$ 分别为 (23.8, 14.0)、(19.9, 42.4) 和 (24.7, 12.8) 兆赫。底部的复耦合系数 [48] 为 $\kappa_c/2\pi = 29.1 + 2.25i$ 兆赫。

单程波导的表征。除了微谐振器以及其他谐振结构外，我们的方法还可以表征单程波导。图3b 显示了一个 Si_3N_4 光子芯片的光学显微镜图像，其中包含一条螺旋波导，其 $L_0 = 1.6394$ 米物理长度。我们使用 VSA 进行光学频域反射测量（OFDR）[49] ，以表征波导损耗和色散。图 3e 绘制了螺旋波导的 OFDR 信号。位于 1.6394 米物理长度处（3.4214 米光学长度）的显著峰值归因于芯片后端面处的光反射，该处为波导的终止位置。物理长度与光学长度之差表明，在 $n_g = 2.087$ 太赫兹处的群折射率。

在存在波导色散的情况下，光程 L_{op} 会由于频率相关的n_g而发生变化。这种由色散引起的光程变化会导致宽带测量中的空间分辨率降低[50]。通过将宽带测量数据划分为窄带片段[51,52], 可以获得不同光学频率下的光程，从而能够提取频率相关的 n_g ， 在55。1 太赫兹光谱范围内提取。利用所提取的 n_g，可以对波导色散进行去嵌入

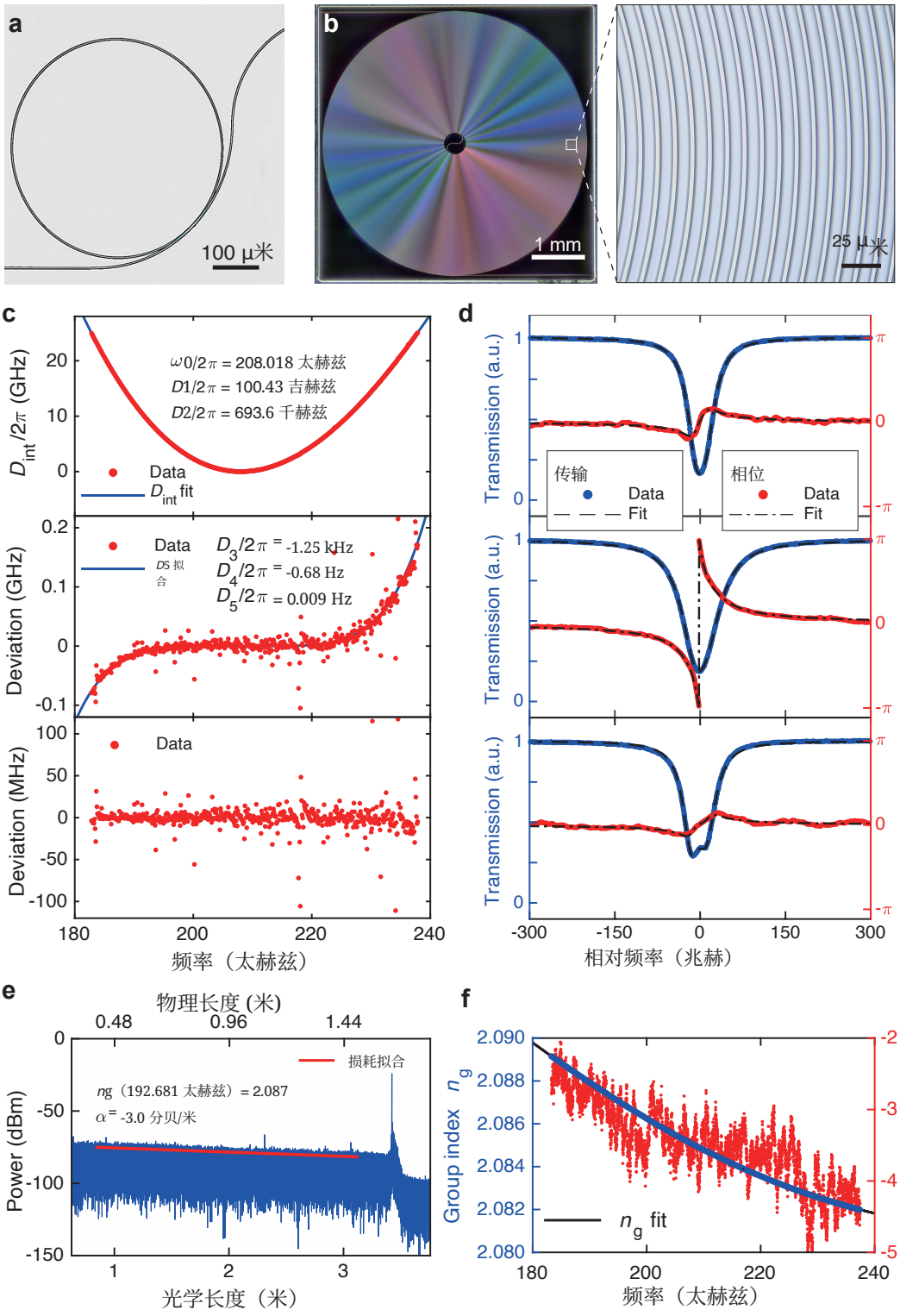


图 3. **无源 Si_3N_4 集成器件的表征。a、b。**光学显微镜图像：面板 a 显示与总线波导耦合的微环谐振器；面板 b 显示光子芯片中一段长 $5 \times 5\,\mathrm{mm}^2$、长 1.6394 米的螺旋波导。放大图显示了紧密盘绕的波导。**c。**测得的集成微环谐振器色散曲线及其五阶拟合。**d。**测得的三个共振的传输和相位曲线，分别呈欠耦合（上）、过耦合（中）或模式分裂（下，亦为欠耦合）状态。**e。**测得的螺旋波导 OFDR 数据。物理长度为 1.6394 米处的主峰（光学长度为 3.4214 米）归因于光在芯片后端面处的反射，该处为波导终止位置。此长度差表明在 192.681 太赫兹处的群折射率为 $n_g = 2.087$。损耗率为 $\alpha = -3.0$ 分贝/米（物理长度），由功率随距离衰减的线性拟合（红线）计算得出。**f。**在 55.1 太赫兹光谱范围内测得的波导群折射率 n_g（蓝点）和损耗 α（红点）。

采用重采样算法[52,53]。

波导中的光传播遵循朗伯-比尔定律并发生衰减 $I(L) = I_0 \cdot \exp(\alpha L)$。在图 3e 中，通过对以 192.681 THz 为中心、带宽为 19.8 THz 范围内的功率分布（红线）进行一阶多项式拟合，提取出平均线性损耗 $\alpha = -3.0$ 分贝/米（物理长度）。图 3f 显示了使用分段 OFDR 算法[51,54]提取的频率相关 α（红点）和 n_g（蓝点）。进一步在 208.015 THz 处拟合 n_g，并提取至四阶的色散参数，分别为$\beta_1 = 6955.0$ fs/mm、$\beta_2 = -74.09$fs^2/mm、$\beta_3 = 199$fs^3/mm 和 $\beta_4 = 2.4 \times 10^2$ fs^4/mm。损耗随频率变化而波动，可能是由于螺旋波导中的多模干涉所致[55]。

在 OFDR 中，光程长度的分辨率 δL_{op} 由激光器的啁啾带宽决定 B，其为 $\delta L_{\mathrm{op}} = c/2B$，其中 c 是真空中的光速。我们的 VSA 在单次测量中可提供最大 $B = 19.8$ 太赫兹的带宽，这使得 $\delta L_{\mathrm{op}} = 7.6$ μ米。如图 3e 所示，如此精细的分辨率能够明确区分波导中的散射点，这些散射点表现为较小的峰。因此，我们的 VSA 被证明是集成波导的一种有用诊断工具。

III. 孤子光谱表征与激光雷达应用

频率梳光谱的相干检测。接下来，我们将 VSA 用作光谱分析仪，以表征宽带激光器光谱。现代光谱分析仪虽然能够实现宽光谱带宽，但其频率分辨率有限，范围从亚 GHz 到数 GHz。这一问题使光谱分析仪无法分辨精细的光谱特征。例如，光谱分析仪无法分辨锁模激光器的单根谱线，也无法分辨重复频率位于射频域的超连续谱。重复频率达太赫兹的孤子微梳可用于低噪声太赫兹波生成[56,57]，但普通光电探测器和光谱分析仪都无法测量其精确的梳齿间隔。

我们在此展示了我们的 VSA可作为光谱分析仪使用，其具备55.1太赫兹的光谱范围和兆赫级频率分辨率。作为示例，我们测量了所生成的 100 吉赫兹速率孤子微梳的重复频率（线间距）。示意图如图4b所示，其中激光器在整个孤子光谱范围内进行啁啾。每当激光器经过一条梳齿时，便会产生一个移动的拍频信号。使用中心频率为 10兆赫、带宽为3 兆赫的有限脉冲响应（FIR）带通滤波器，当激光频率与梳齿相距 ±10兆赫时，拍频信号会产生一对标记信号。通过改变激光器的偏振，直至观察到强度最大的拍频信号，可以测量孤子光谱的偏振。这一偏振搜索过程本质上可以进行编程和自动化。由于瞬时激光频率经过精确校准后，通过计算两对相邻标记信号之间的频率距离，提取梳齿间隔。利用已知的激光功率和测得的标记信号强度，可以计算出每条梳齿的绝对功率。

图4 比较了使用我们的 VSA 和商用光谱分析仪测得的孤子微梳光谱。两种光谱几乎完全相同，尤其是左右纵轴的功率刻度一致，这验证了我们的 VSA 测量结果。我们的 VSA 动态范围为 56 分贝，与采用最高分辨率的现代商用光谱分析仪相当（例如，横河电机光谱分析仪在 0.02 纳米分辨率下的动态范围为 45 至 60 分贝）。图4的插图表明，我们的 VSA 确实能提供比光谱分析仪精细得多的频率分辨率。VSA 测得的孤子重复频率为 (100.307 ± 0.002)吉赫兹。

需要强调的是，此处我们的 VSA 作为光谱分析仪时，其频率分辨率受 FIR 带通滤波器带宽的限制。在数字数据处理中，我们发现 3 兆赫的 FIR 带宽可获得最佳的 3 兆赫分辨率带宽。实验上，我们通过对低噪声光纤激光器（NKT Koheras）进行相位调制，使其产生与载波相差 3 兆赫的一对边带，从而验证了分辨率带宽。使用我们的 VSA 可以明确分辨载波和边带（见补充材料注释 5）。3 兆赫的分辨率带宽也与测得的孤子重复频率 100.307 吉赫兹的不确定度相符。

激光探测与测距。最后，我们指出，VSA 所具有的宽带、啁啾和干涉特性也使其能够用于相干激光雷达。调频连续波（FMCW）激光雷达是一种基于调频干涉测量的测距技术[58]，如图4d 所示。啁啾激光器分为两路，一路通向参考端，另一路通向目标，两路之间的光程差为 d。当两路反射信号在光电探测器处重新合并时，检测到的拍频被确定为 $\Delta f = 2d\gamma/c$，其中 c 是空气中的光速，而 γ 是啁啾速率。因此，在射频域测量 Δf 即可测得距离 d。测距分辨率 δd，即激光雷达区分两个相邻物体所能达到的最小距离，受啁啾带宽 B 限制，满足 $\delta d = c/2B$。将我们的 VSA 用作 FMCW 激光雷达的一个优势是，激光器可提供最高 $B = 19.8$ 太赫兹，从而实现 $\delta d = 7.6\mu$米。

在我们的激光雷达实验中，我们将 $\gamma = 6.25$ 太赫兹/秒的线性啁啾速率和 $T = 0.4$ 秒的持续时间。激光雷达的实验装置和数据分析过程见补充材料中的注释 7。作为演示，我们监测了环境温度漂移导致的光学平台热膨胀，如图 4e 所示。平台上目标镜与参考镜之间的距离差

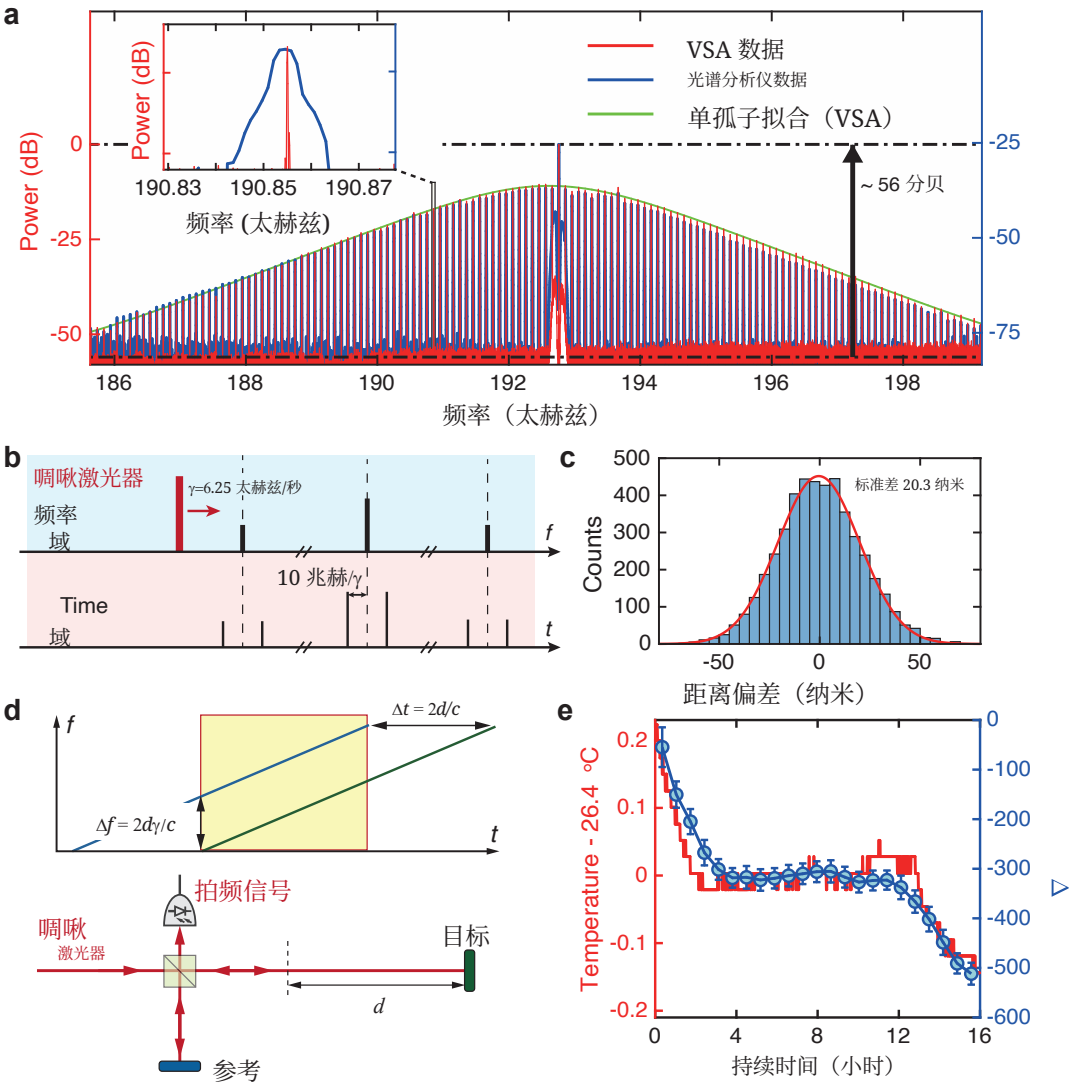


图4. **宽带激光光谱表征与相干激光雷达应用**。**a**。通过我们的 VSA（红色）和商用光谱分析仪（蓝色）测量的单孤子光谱。使用 sech^2 函数对 VSA 数据的光谱包络进行拟合（绿色）。插图：放大显示由我们的 VSA 和光谱分析仪分辨的梳齿，展示了 VSA 显著的分辨率提升。**b**。使用啁啾激光器进行宽带激光光谱相干检测的原理。激光器与光学频谱的不同频率分量逐渐产生拍频，从而实现射频域中的频率检测，并在时域中连续输出信息。**c**。显示 4625 次激光雷达测量相对于其平均值偏差的直方图。标准差为 20.3 纳米，揭示了激光雷达精度。**d**。使用经频率校准的啁啾激光器进行相干激光雷达测量的原理。已知啁啾速率 γ 时，对射频域中的拍频 $\Delta f = 2d\gamma/c$ 进行外差测量，即可计算时间延迟 $\Delta t = 2d/c$，进而计算距离 d。**f**。使用我们的 VSA 测量光学平台的热膨胀，并与数字环境温度计的数据进行比较。

为 $d = 137.63128$ 毫米。测得的距离变化Δd 在 500 纳米范围内，与导致光学平台收缩的温度下降相符。扣除整体趋势后，图 4c 显示了 4625 次测量值相对于其平均值的偏差直方图。激光雷达精度以 20.3 纳米的标准差体现。这种精密度得益于对 VSA 进行的细致相对频率校准及其长期稳定性。

四、结论

总之，我们展示了一种双模式矢量频谱分析仪，其光谱带宽为 55.1太赫兹、频率分辨率为 471 千赫兹、动态范围为56分贝。该VSA可作为 OVNA 运行，用于表征无源器件的线性传递函数和色散特性；也可作为 OSA运行，用于表征宽带频率梳光谱。我们将VSA与其他最先进的光谱分析仪和光学矢量网络分析仪进行了比较，结果见补充材-

料。我们的 VSA 还可用于激光雷达，距离分辨率为 7.6 μ 米，精密度为 20.3 纳米。同时，我们的 VSA 基于光纤，既不需要高速调制器和光电探测器，也不需要任何主动反馈控制。因此，该系统结构紧凑、坚固耐用且便于运输，适用于现场部署。

要进一步提升 VSA 的性能并降低其复杂度，可以从以下几个方面着手。首先，可以增加示波器的存储深度来提高频率分辨率，或者牺牲啁啾带宽，直至激光器噪声成为主导因素。其次，可以在系统中加入高度稳定的参考激光器，以提高频率准确度。当外腔二极管激光器扫描经过参考激光器的频率时，两台激光器会产生拍频，并在时域轨迹中形成一个标记。该标记指示啁啾外腔二极管激光器的瞬时频率与参考激光器频率相同的位置。第三，可以在系统中加入更多外腔二极管激光器，从而进一步扩展光谱带宽，并使系统能够在可见光和中红外等其他波长范围内运行。同时，具有模式跳变的外腔二极管激光器也可用于我们的 VSA。除了精细齿距光纤腔之外，还可以加入经过校准、自由光谱范围较大的腔体（例如自由光谱范围为太赫兹量级的 Si_3N_4 微环谐振器），以实现模式跳变的自校准和补偿。通过测量相邻谐振峰之间的频率间隔，并参照先前校准的微环谐振器局部自由光谱范围，可以推断出模式跳变的确切范围和位置。加入更多自由光谱范围不同的已校准腔体，构成游标结构，则可进一步提高精度和准确度。

除了用于集成光子学中无源元件和宽带激光源的表征，我们的 VSA 还可应用于时间拉伸系统[2]，、优化光学相干断层成像（OCT）[59]，、FMCW 激光雷达的线性化[60]，以及分辨多普勒无关光谱中的精细结构[61]。因此，我们的 VSA 为器件分析和激光光谱学提供了一种创新方法，并可在未来用于传感、通信、成像和量子信息处理的光子系统与应用中发挥关键作用。

资助信息：J. Liu 感谢中国国家自然科学基金（项目编号：12261131503）、深圳—香港科技创新合作区（HZQB-KCZYB2020050）以及广东省重点实验室（2019 B121203002）的资助。Y.-H L.感谢中国博士后科学基金（项目编号：2022M721482）的资助。

致谢：我们感谢 Ting Qing 和 Jijun He 就光学矢量网络分析仪进行了富有成效的讨论，感谢 Yuan Chen、Zhiyang Chen 和 Huamin Zheng 在实验方面提供的协助，以及感谢 Lan Gao 拍摄样品照片。J. Liu 谨向为本项目提供关键支持的 Dapeng Yu 致以谢意。

作者贡献：Y.-H. L.、B. S.、W. S.、Z. W. 和 J. Long 搭建了实验装置，H. G. 提供了协助和建议。Y.-H. L.、B. S.、W. S. 和 R. C. 进行了频率校准。B. S.、Y.-H. L.、W. S. 和 S. H. 进行了 VSA应用实验。C. S. 和 Z. Y. 制备了氮化硅芯片。Y.-H. L、B. S. 和 J. Liu 分析了数据，并在其他人的意见基础上准备了稿件。J. Liu 负责监督该项目。

利益冲突：Y. -H. L、B. S.、W. S. 和 J. Liu 是与本工作相关的专利申请的发明人。其他人声明不存在利益冲突。

数据可用性声明：本工作中用于生成图表的代码和数据将在本预印本发表后发布到 Zenodo 存储库。

* 这些作者对本研究的贡献相同。† liujq@iqasz.cn

[1] Z. Yang、T. Albrow-Owen、W. Cai 和 T. Hasan，《科学》371，eabe0722（2021年）。[2] A. Mahjoubfar、D. V. Churkin、S. Barland、N. Broderick、S. K. Turitsyn 和 B. Jalali，《自然·光子学》11，341（2017年）。[3] A. Li、C. Yao、J. Xia、H. Wang、Q. Cheng、R. Penty、Y. Fainman 和 S. Pan，Light: Science & Applications 11，174（2022年）。[4] E. Ryckeboer、A. Gassenq、M. Muneeb、N. Hattasan、S. Pathak、L. Cerutti、J. Rodriguez、E. Tournié、W. Bo- gaerts、R. Baets 和 G. Roelkens，Opt. Express 21，6101（2013年）。[5] D. Pohl、M. Reig Escalé、M. Madi、F. Kaufmann、P. Brotzer、A. Sergeyev、B. Guldimann、P. Giaccari、E. Al- berti、U. Meier 和 R. Grange，《自然·光子学》14，24（2020年）。[6] Z. Yang、T. Albrow-Owen、H. Cui、J. Alexander-Webber、F. Gu、X. Wang、T.-C. Wu、M. Zhuge、C. Williams、P. Wang、A. V. Zayats、W. Cai、L. Dai、S. Hofmann、M. Overend、L. Tong、Q. Yang、Z. Sun 和 T. Hasan，《科学》365，1017（2019年）。[7] H. H. Yoon、H. A. Fernandez、F. Nigmatulin、W. Cai，Z. Yang, H. Cui, F. Ahmed, X. Cui, M. G.Uddin, E. D. Minot,H.Lipsanen, K. Kim, P. Hakonen, T. Hasan和Z. Sun，《科学》378, 296 (2022年)。[8] Z. Zhang, Y. Wang, J. Wang, D. Yi, D. W. U.Chan,W. Yuan 和H. K.Tsang，《光子学研究》10, A74(2022年)。[9] T. J. Kippenberg, A. L. Gaeta, M. Lipson 和 M. L. Gorodetsky，《科学》361, eaan8083 (2018年)。[10] A. L. Gaeta, M.Lipson 和 T. J.Kippenberg，《自然·光子学》13, 158 (2019年)。[11] S. A. Diddams, K. Vahala 和 T.Udem，《科学》369, eaay3676 (2020)。[12] D. J. Moss, R. Morandotti,A.L. Gaeta和 M.Lipson，《自然·光子学》7, 597(2013年)。[13] H. Shu, L. Chang,Y.Tao, B. Shen,W. Xie,M. Jin, A. Netherton, Z. Tao, X. Zhang, R. Chen, B.Bai, J. Qin, S. Yu,X. Wang 和 J.E.Bowers，《自然》605, 457(2022年)。[14] X. Lu, G. Moille, A. Rao, D. A.Westly 和 K.Srinivasan，《Optica》7, 1417 (2020)。[15] E. F. Perez, G. Moille, X. Lu, J. Stone, F.Zhou 和 K. Srinivasan，《自然·通讯》14, 242 (2023)。[16] Q. Li,M.Davanço 和 K.Srinivasan，《自然·光子学》10,406 (2016)。[17] X. Lu, Q. Li, D. A. Westly, G. Moille, A. Singh,V.Anant 和 K. Srinivasan，《自然·物理》15, 373 (2019)。

[18] A. R.Johnson、A. S. Mayer、A.Klenner、K.Luke、E. S.Lamb、M. R.E. Lamont、C. Joshi、Y.Okawachi、F. W.Wise、M. Lipson、U. Keller和 A.L.Gaeta，《光学快报》40，5117（2015年）。[19] M. A. G.Porcel、F. Schepers、J.P. Epping、T. Hellwig、M. Hoekman、R. G.Heideman、P. J. M. vander Slot、C. J.Lee、R. Schmidt、R.Bratschitsch、C. Fallnich 和 K.-J.Boller，Opt.Express 25，1542（2017年）。[20] D. R.Carlson、D.D. Hickstein、A. Lind、S. Droste、D.Westly、N. Nader、I. Coddington、N. R. Newbury、K.Srinivasan、S. A. Diddams和 S.B.Papp，《光学快报》42，2314（2017年）。[21] H. Guo、C.Herkommer、A. Billat、D. Grassani、C.Zhang、M. H. P.Pfeiffer、W. Weng、C.-S.Brès和 T. J.Kippen-berg，《自然·光子学》12，330（2018年）。[22] M. Pu、H. Hu、L. Ottaviano、E. Semenova、D. Vukovic、L. K. Oxenløwe和 K.Yvind，《激光与光子学评论》12，1800111（2018年）。[23] Z. Ye、P. Zhao、K. Twayana、M.Karlsson、V. Torres-Company 和P. A.Andrekson，《科学进展》7，eabi8150（2021年）。[24] J. Riemensberger、N. Kuznetsov、J. Liu、J. He、R. N.Wang 和T. J.Kippenberg，《自然》612，56（2022年）。[25] M. A.Foster、K. D.Moll 和A. L.Gaeta，Opt. Express 12，2880（2004年）。[26] K. Goda 和B. Jalali，《自然·光子学》7，102（2013年）。[27] D. Sandel、R. Noe、G. Heise 和B. Borchert，《光波技术杂志》16，2435（1998年）。[28] D. K. Gifford、B. J.Soller、M.S. Wolfe和 M.E. Frog-gatt，《应用光学》44，7282（2005年）。[29] C. Jin、Y. Bao、Z. Li、T. Gui、H.Shang、X. Feng、J.Li、X.Yi、C. Yu、G. Li 和C. Lu，《光学快报》38，2314（2013年）。[30] J. Li、H. Lee、K. Y. Yang 和 K.J. Vahala，Opt. Express 20，26337（2012年）。[31] X.Yi、Z. Li、Y.Bao和 K.Qiu，IEEE 光子学技术快报24，443（2012年）。[32] Z. Tang、S. Pan 和J. Yao，Opt. Express 20，6555（2012年）。[33] S.Pan 和M. Xue，《光波技术杂志》35，836 2017年( )。[34] T. Qing、S. Li、Z. Tang、B.Gao和 S.Pan，《自然·通讯》10，5135（2019年）。[35] I. Coddington、N. Newbury 和 W.Swann，《Optica》3，414（2016年）。[36] Q.-F. Yang、B.Shen、H. Wang、M.Tran、Z.Zhang、K.Y. Yang、L. Wu、C. Bao、J.Bowers、A. Yariv和 K.Vahala，《科学》363，965（2019年）。[37] P. Del'Haye、O. Arcizet、M. L. Gorodetsky、R. Holzwarth 和 T.J. Kippenberg，《自然·光子学》3，529（2009年）。[38] K.Twayana、Z.Ye、Óskar B. Helgason、K.Vijayan、M. Karlsson 和 V. Torres-Company，Opt.Express 29，24363 2021年( )。[39] N. Picqué 和T. W. Hänsch，《自然·光子学》13，146（2019年）。[40] F. R. Giorgetta、I. Coddington、E. Baumann、W.C.Swann 和 N. R. Newbury，《自然·光子学》4，853（2010)。[41]B. Shi、Y.-H. Luo、W. Sun、Y. Hu、J. Long、X. Bai、A. Wang 和 J. Liu，"用于相干测距的频率梳线性化宽带可调激光器"，(2023)，arXiv:2308.15875 [physics.optics]。[42] Z. Ye、H. Jia、Z. Huang、C. Shen、J. Long、B. Shi、Y.-H. Luo、L. Gao、W. Sun、H. Guo、J. He 和 J. Liu，《光子学研究》11，558（2023）。[43] K. Y. Yang、K. Beha、D. C. Cole、X. Yi、P. Del'Haye、H. Lee、J. Li、D. Y. Oh、S. A. Diddams、S. B. Papp 和 K. J. Vahala，《自然·光子学》10，316（2016）。[44] T. Herr、V. Brasch、J. D. Jost、I. Mirgorodskiy、G. Li- hachev、M. L. Gorodetsky 和 T. J. Kippenberg，Phys. Rev. Lett. 113，123901（2014）。[45] Q. Li、A. A. Eftekhar、Z. Xia 和 A. Adibi，Phys. Rev. A 88，033816（2013）。[46] M. Cai、O. Painter 和 K. J. Vahala，Phys. Rev. Lett. 85，74（2000）。[47] L. Marple，《IEEE信号处理汇刊》47，2600 1999( )。[48] M. H. P. Pfeiffer、J. Liu、A. S. Raja、T. Morais、B. Ghadi- ani 和 T. J. Kippenberg，《Optica》5，884（2018）。[49] B. J. Soller、D. K. Gifford、M. S. Wolfe 和 M. E. Frog- gatt，Opt. Express 13，666（2005）。[50] U. Glombitza 和 E. Brinkmeyer，《光波技术杂志》11，1377（1993）。[51] J. F. Bauters、M. J. R. Heck、D. D. John、J. S. Barton、C. M. Bruinink、A. Leinse、R. G. Heideman、D. J. Blumen- thal 和 J. E. Bowers，Opt. Express 19，24090（2011）。[52] D. Zhao、D. Pustakhod、K. Williams 和 X. Leijtens，《IEEE光子技术快报》29，1379（2017）。[53] A. Kohlhaas、C. Fromchen 和 E. Brinkmeyer，《光波技术杂志》9，1493（1991）。[54] Q. Zhao、R. O. Behunin、P. T. Rakich、N. Chauhan、A. Isichenko、J. Wang、C. Hoyt、C. Fertig、M. h. Lin 和 D. J. Blumenthal，APL Photonics 5，116103（2020）。[55] X. Ji、J. Liu、J. He、R. N. Wang、Z. Qiu、J. Riemens- berger 和 T. J. Kippenberg，Communications Physics 5，84（2022）。[56] T. Tetsumoto、T. Nagatsuma、M. E. Fermann、G. Navick- aite、M. Geiselmann 和 A. Rolland，《自然·光子学》15，516（2021）。[57] B. Wang、J. S. Morgan、K. Sun、M. Jahanbozorgi、Z. Yang、M. Woodson、S. Estrella、A. Beling 和 X. Yi，Light: Science & Applications 10，4（2021）。[58] M.-C. Amann、T. M. Bosch、M. Lescure、R. A. Myllylae 和 M. Rioux，Optical Engineering 40，10（2001）。[59] D. C. Adler、Y. Chen、R. Huber、J. Schmitt、J. Connolly 和 J. G. Fujimoto，《自然·光子学》1，709（2007）。[60] P. A. Roos、R. R. Reibel、T. Berg、B. Kaylor、Z. W. Barber 和 W. R. Babbitt，《光学快报》34，3692（2009）。[61] S. A. Meek、A. Hipke、G. Guelachvili、T. W. Hänsch 和 N. Picqué，《光学快报》43，162（2018）。

补充材料：用于集成光子学的宽带、高分辨率矢量频谱分析仪

Yi-Han Luo，[1,2] *Baoqi Shi*，[1,3] *Wei Sun*，[1] *Ruiyang Chen*，[1,2] *Sanli Huang*，[1,4] *Zhongkai Wang*，[1] *Jinbao Long*，[1] *Chen Shen*，[1] *Zhichao Ye*，[5] *Hairun Guo*，[6] 和 *Junqiu Liu*[1,4][1] *International Quantum Academy, Shenzhen 518048, China*[2] *Shenzhen Institute for Quantum Science and Engineering, Southern University of Science and Technology, Shenzhen 518055, China*[3] *Department of Optics and Optical Engineering, University of Science and Technology of China, Hefei, Anhui 230026, China*[4] *Hefei National Laboratory, University of Science and Technology of China, Hefei 230088, China*[5] *Qaleido Photonics, Hangzhou 310000, China*
[6] *Key Laboratory of Specialty Fiber Optics and Optical Access Networks, Shanghai University, Shanghai 200444, China*

arXiv:2304.04295v2 [physics.optics] 8 Oct 2023

补充说明 1. 绝对频率校准及多台外腔二极管激光器级联以扩展光谱范围

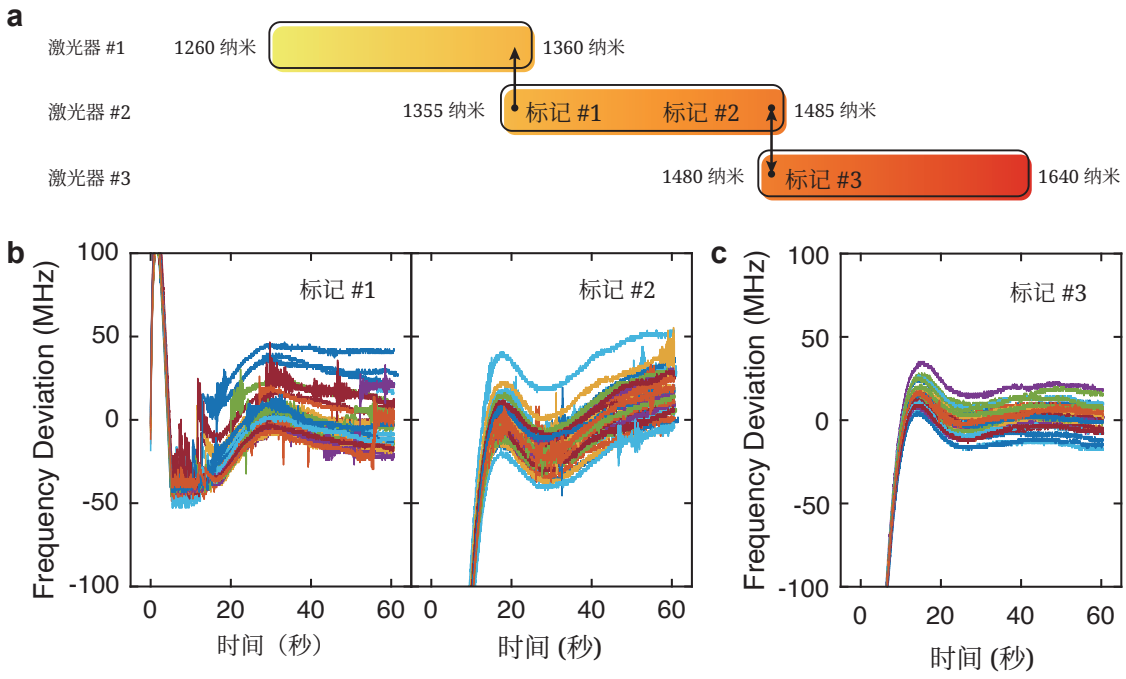
在我们的实验中，三个外腔二极管激光器采用级联方式。三个外腔二极管激光器各自的光谱范围如图 S1a 所示，其中每两个相邻的外腔二极管激光器都有一段共同的光谱范围。在我们的方法中，这些重叠范围不仅用于级联激光器，也用于绝对频率校准。

Santec 外腔二极管激光器配有一个监视面板，用于显示当前激光频率的数值。要设置激光频率，我们通过外部计算机向外腔二极管激光器发送命令。随后，激光器便会设置为该频率，并在其监视面板上显示频率数值。

首先，我们说明激光器 #1 的绝对频率校准。首先，将激光器 #2 的频率设置为标记#1 的频率，即 220。92 太赫兹（1357.0 纳米），如图 S1a 所示。然后激光器#1 开始啁啾。当激光器#1的频率扫描经过标记 #1处的激光器#2频率时，激光器#1 和激光器 #2之间的拍频信号可由光电探测器探测，并由示波器记录。在我们的实验中，拍频信号经过中心频率为10 兆赫的FIR 带通滤波器滤波。这样，当激光器#1 的频率相对于激光器 #2 的频率失谐 ±10 兆赫时，由于拍频信号，激光器#1 的时间测量轨迹中会产生两个标记信号。因此，可以精确提取激光器#1 啁啾经过标记 #1频率时的时间（该频率已知），这可作为激光器#1 时间测量轨迹的绝对频率参考。同样，由激光器#3 设置的标记 #2 用作激光器#2 的绝对频率标记；由激光器 #2设置的标记 #3 用作激光器 #3的绝对频率标记。利用上述绝对频率标记，并结合使用光纤腔进行的相对频率校准，可以分别构建三个啁啾外腔二极管激光器的频率-时间映射。然后，将三个经过校准的时间测量轨迹无缝拼接，形成一条连续测量轨迹，覆盖整个 55.1 太赫兹光谱范围。

接下来，我们使用一台商用波长计（High-Finesse WS6-200）实验测量三个标记频率的频率值，其准确度为 200 兆赫，分辨率为 2 兆赫。我们首先测试激光器 #2，因为标记 #1 和 #3 由激光器 #2 产生。激光器 #2 的频率在 1482.0000 纳米（202.28911 太赫兹）和 1357.0000 纳米（220.92296 太赫兹）之间反复切换。对于由激光器 #3 产生的标记 #2，激光器的频率

#3 在 1482.0000 纳米（202。28911 太赫兹）和 1640.0000 纳米（182。80028 太赫兹）之间反复切换。两次连续频率切换之间的时间间隔为 60 秒。在此时间间隔内，会跟踪激光频率



补充图 S1：激光级联过程和绝对频率校准。a。实验中使用的三个外腔二极管激光器的光谱范围，以及使用波长计进行绝对频率测量时选取的三个标记频率。**b-c**。使用波长计测量标记频率的频率漂移。对于每条数据轨迹，测量时长为 60 秒。为显示标记频率的频率偏差，减去一个偏移频率。偏移频率通过对所有测量轨迹中 30 至 60 秒之间的全部数据取平均值来确定。

表 S1： VSA 的实验流程。

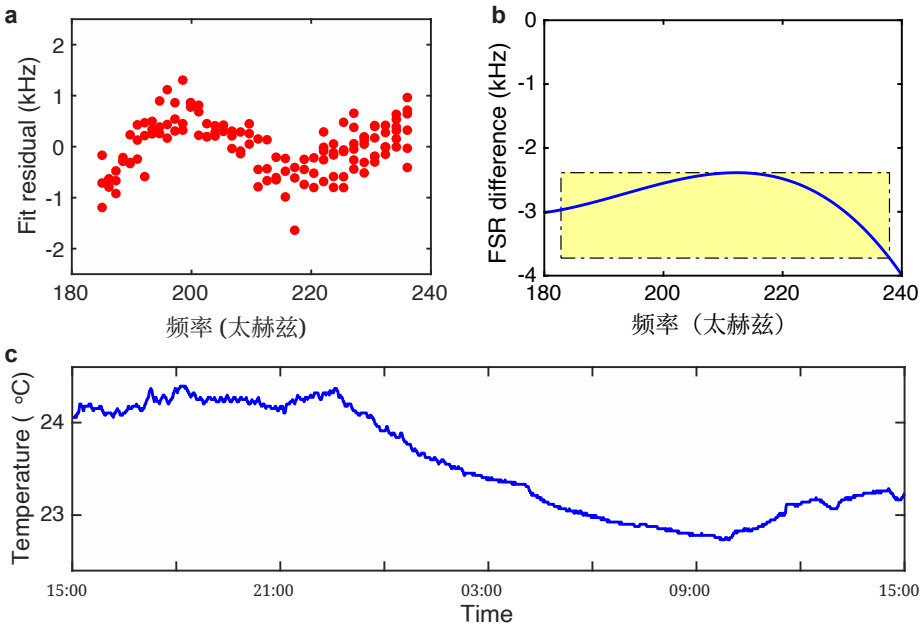
时间（秒）	激光器作用	数据处理操作
0	将激光器 #2 设置为 1357.0000 纳米	-
60	激光器 #1 开始啁啾	示波器开始从光电探测器记录数据
63	将激光器# 3 设置为 1482.0000 纳米	示波器开始向偏振控制器传输数据
88	-	激光器 #1 数据轨迹的频率校准
123	激光器 #2 开始啁啾	示波器开始记录来自光电探测器的数据
126	将激光器 #2 设置为 1482.0 纳米	示波器开始向偏振控制器传输数据
151	-	激光器 #2 数据轨迹的频率校准
186	激光器 #3 开始啁啾	示波器开始从光电探测器记录数据
189	完成	示波器开始向偏振控制器传输数据
214	-	激光器 #3 数据测量轨迹的频率校准
220	-	完成

并使用波长计进行记录。需要回答的关键问题是，波长计测得的激光频率是否与我们为激光器设定的频率值完全相等。

激光器 #2 和 #3 的测量结果如图所示 S1（b、c）。对于每个标记，共测量 60 条测量轨迹，每条测量轨迹连续测量 60 秒。在每条测量轨迹中，使用从30秒到 60 秒的数据计算平均频率。由波长计测得的标记 #1、#2 和 #3 的平均频率值分别为 220。92340(2) 太赫兹、202。28896(2) 太赫兹和 202。28901(1) 太赫兹。测得的频率值与设定值之间的差值分别为 0。44 吉赫兹、0。15 吉赫兹和 0。10 吉赫兹。图*S1*（b、c）显示，对于每个标记，测得的频率值与其平均值之间的偏差均在波长计的准确度（200 兆赫）以内。因此，在实验中，我们使用测得的频率值 220。92340 太赫兹、202。28896 太赫兹和 202。28901 太赫兹作为标记频率值。

我们的实验流程详见表 S1。在选定的外腔二极管激光器开始啁啾之前，将其参考激光器设定为指定频率，并等待 60秒以实现稳定。通过波长计测量参考激光器的实际发射频率。60 秒后，激光器开始啁啾。光电探测器探测激光器的啁啾过程，示波器记录数据。对于另外两个外腔二极管激光器，操作流程类似。同时，在等待激光频率稳定的 60秒期间，计算机可以处理示波器记录的数据。最后，三个分别测量并校准的数据

每个外腔二极管激光器的测量轨迹经过拼接，形成完整的 55.1 太赫兹光谱带宽测量结果。



补充图 S2：光纤腔温度稳定性的表征。 **a**。采用二次多项式拟合光纤腔自由光谱范围所得的拟合残差，表明有必要使用三次多项式拟合。 **b**。光纤腔的自由光谱范围随温度变化 $\Delta T = 9.3$ ℃ 而漂移。 **c**。对我们实验室环境温度进行 24 小时测量。

补充说明2. 光纤腔色散的校准与拟合

正文中，图 2e 展示了光纤腔的自由光谱范围 f_{fsr} 随频率变化的校准结果。这决定了我们 VSA 中相对频率校准的准确度。我们以 10 纳米的间隔测量 f_{fsr}，范围为 1260 至 1640 纳米。测量数据采用三次多项式公式 $f_{\mathrm{fsr}}(\nu) = p_1\nu^3 + p_2\nu^2 + p_3\nu + p_4$进行拟合，其中 ν为光频率。拟合参数为： $p_1 = 1.217(11) \times 10^{-7}$, $p_2 = -9.8(7) \times 10^{-5}$, $p_3 = 0.026(2)$,$p_4 = 53.38(11)$。

我们采用三次多项式拟合的原因如下。如果采用二次多项式拟合，拟合残差（即数据相对于拟合曲线的偏差）如图S2a所示。残差的分布表明，由于我们的频谱测量范围较宽，确实需要采用三次多项式拟合（三阶）。

补充说明 e 3. 光纤腔温度稳定性的表征

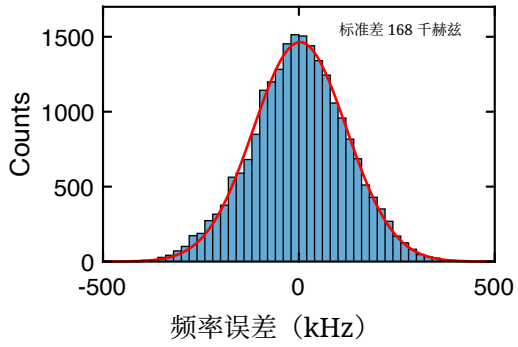
我们将光纤腔置于热板上，以研究温度漂移的影响。光纤腔的温度由热敏电阻温度计监测，其测量准确度为 0.5 °C，分辨率为0.01 ℃。温度探测器放置在盘绕的光纤腔上。由于如图S2c所示，我们实验室的环境温度在24小时内波动不超过1度，因此未对实验装置进行主动温度稳定。

如正文图 2e 所示，在不同温度下测得的两条光纤色散曲线几乎完全一致，区别仅在于 y 轴方向存在整体相对偏移。两条曲线之间随频率变化的自由光谱范围偏移如图 S2b 所示。总体自由光谱范围偏移约为 -3 kHz，对应 9.3° C 的温度变化，即 -0.3 kHz，对应 1℃ 的变化。因此，根据所测光纤腔的自由光谱范围温度漂移，在已知环境温度后，我们可以计算出在 55.1 THz 频率范围内给定温度下的 f_{fsr}。

补充说明 4. 相对频率校准的准确度和精密度 n

光纤腔只能指示共振处的精确相对频率。在实验中，为了校准其他位置的相对频率，我们简单地假设激光器在两个共振之间的区间内线性啁啾，并采用线性插值。因此，有必要评估“死区”内相对校准的准确度和精密度。

在此，Sa[illegible]我们采[illegible]激光器的啁啾频率被[illegible]50 [illegible]辅助的[illegible]方法[illegible]。随后，[illegible]啁啾激光器被分出，并与 OFC 发生干涉。随后，使用数字信号处理，按照 1 兆赫的频率跟踪间隔，从拍频信号中提取精确的激光频率。为评估“盲区”中的线性插值所引入的频率误差，我们在光纤腔共振处，以采样得到的精确频率为基准，每隔 1 兆赫进行一次线性插值。随后，我们将 OFC 测得的频率与通过光纤腔和线性插值得到的估计值进行比较，误差的统计结果显示于图 S3中的直方图。分布中心为 3 千赫，表明插值可确保校准准确度；分布的标准差则表明校准精密度为 168 千赫。



补充图 S3：死区频率误差。标准差，标准差。

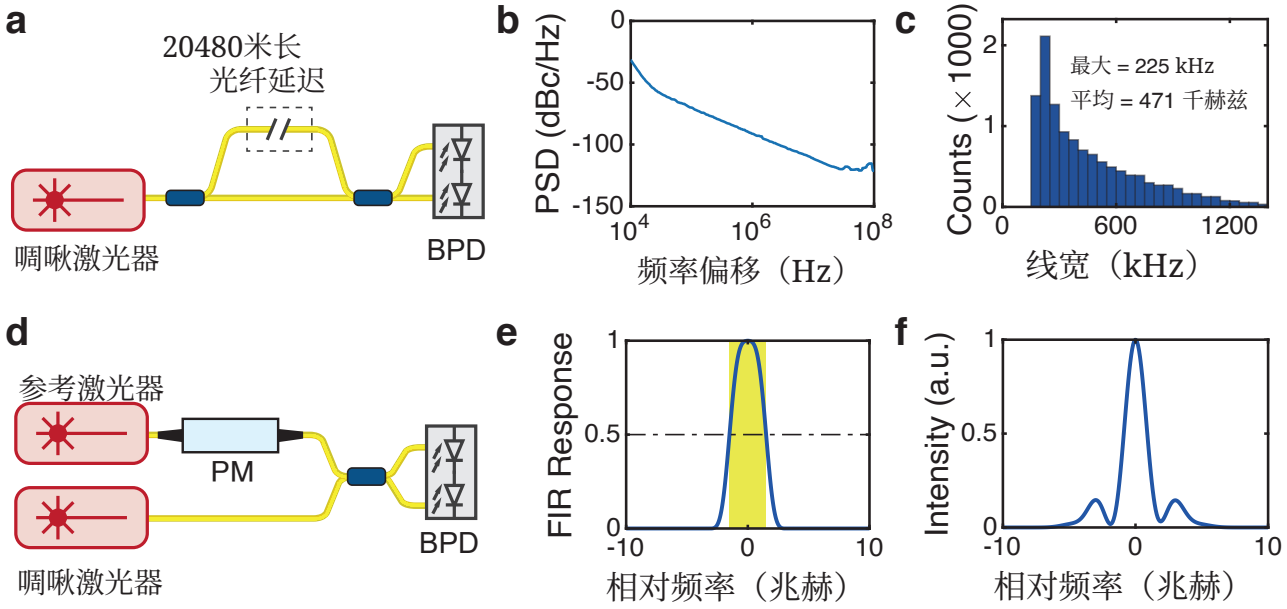
补充说明 5. VSA 的性能

在本节中，我们从两个方面分析 VSA 的性能：用于无源器件表征的频率分辨率，以及频谱检测的分辨率带宽。

在激光器理想无缺陷的情况下，VSA 的极限频率分辨率由示波器的存储深度和激光器啁啾范围决定。正如正文所述，极限频率分辨率为 99 kHz。然而，如果激光器线宽大于 99 kHz，与某一特定频率对应的数据点就会与相邻数据点混合。实际频率分辨率由系统中最短的时间片段决定。因此，评估激光器的动态线宽至关重要。

用于测量激光器动态线宽的自延迟外差装置如图S4a 所示。啁啾激光器被分成两路。上路通过一段长 20408 米的光纤线路以引入时间延迟$\Delta\tau$，该延迟长于激光器的相干时间。随后，上路与未延迟的下路合并。测量期间，激光器以 50 纳米/秒的速率进行啁啾。随后直接记录时域拍频信号，并通过加窗快速傅里叶变换（FFT）将其转换到频域。FFT 窗口宽度 T_{w} 与 FFT 的频率分辨率 δf 成反比， $\delta f = 1/T_{\mathrm{w}}$其值应比 99 kHz 小一个数量级。实验中，我们选择 $T_{\mathrm{w}} = 100\ \mu$秒，对应的 FFT 频率分辨率 δf 为 10 kHz。我们测量了 12207 个 100-μ秒加窗拍频信号的线宽，直方图如图S4c 所示。100-μ秒对应的统计激光器线宽为 471 kHz，标准差为 292 kHz。测得的激光器线宽由多种因素造成，包括激光器的本征线宽、激光器啁啾的非线性以及光纤延迟的不稳定性。难以提取由激光器本征线宽引起的线宽，因此我们将 471 kHz 作为 VSA 的频率分辨率。此外，我们还测量了激光器的频率噪声以供参考。将激光器设定在特定频率（即 193.41449 THz），并与一台光纤激光器（NKT Koheras）合束后，直接使用相位噪声分析仪（Rohde & Schwarz FSWP）分析拍频信号。结果如图S4b 所示。

然而，对于频谱检测，采用了带宽为兆赫兹的数字FIR滤波器。在这种情况下，为了
为了评估 VSA 的性能，分辨率带宽是一个更合适的参数，它表示频谱分析仪能够分辨的最小频谱间隔。在我们的实验中，FIR滤波器的通带 3 分贝宽度设计为 3 兆赫，如图 S4e 所示，因此我们推断 3 兆赫是 VSA 的频谱测量分辨率带宽。我们进一步通过实验验证了这一结果，实验装置如图 S4d 所示，其中



补充图S4：我们的 VSA 的性能表征。a。自延迟外差测量装置。**b**。啁啾激光器静态单边带频率噪声的测量。**c**。啁啾激光器动态线宽测量结果的直方图，其中采集了12207 个100-μ秒的拍频信号片段，并通过快速傅里叶变换进行处理以提取线宽。**d**。用于验证我们的 VSA 的频谱检测分辨率带宽的装置。**e**。VSA 频谱测量中所使用的 FIR滤波器的频率响应。**f**。通过我们的VSA测量的相位调制参考激光器的频谱，其中可以明确观察到距离载波 3 兆赫的两个边带。

表 S2： 多种最先进的光谱分析仪、光学矢量网络分析仪和我们的 VSA 之间的性能比较。

测量模式		横河电机 AQ6380	II–VI 1500S	EXFO CTP10	APEX AP208xB	光学矢量网络分析仪[2]	这项工作
损耗与相位	带宽	-	-	52.9 太赫兹	-	1.075 太赫兹	55.1 太赫兹
	分辨率	-	-	125 兆赫	-	334 Hz	99 千赫兹
光谱	带宽	68.2 太赫兹	5.3 太赫兹	-	~15 太赫兹	-	55.1 太赫兹
	分辨率带宽	625 兆赫	20 兆赫	-	5 兆赫	-	3 兆赫
	动态范围	65 分贝	50 分贝	-	40 分贝	-	56 分贝

啁啾激光器以 50 纳米/秒的啁啾速率扫过参考激光器（NKT Koheras）。参考激光器通过 3 兆赫正弦信号进行相位调制，以产生边带。如图 S4f 所示，这些边带可以被明确区分。

最后，我们将 VSA 的性能与其他商业产品及研究进展进行比较，结果如表 S2 所示。我们的 VSA 提供了一种新的范式，可在超宽带宽范围内以全局高分辨率表征集成非线性器件。同时，VSA 还具备与最先进频谱分析仪相当的频谱分析能力。

补充说明 6. 光学矢量网络分析仪相位测量

我们的 VSA 用作光学矢量网络分析仪时的装置如图 S5a 所示。含有参考激光器的支路用于绝对频率校准。含有光纤腔的支路用于相对频率校准。与激光器经被测设备传输的支路并行，激光器还通过一段 20 米长的光纤，由此产生时间延迟 $\Delta\tau$。在被测设备的输出端，半束激光被光电探测，以生成被测设备的传输测量轨迹。另一半则与经过长光纤的激光发生干涉。下面，我们将详细说明如何从干涉信号中提取相位信息。

如果激光器以 γ的速率啁啾，由于长光纤的存在，两条支路之间会产生频率差 $\gamma\Delta\tau$，并生成拍频信号。数学上，长光纤支路中的啁啾激光器可表示为

$$E_{\text{upper}} \propto \exp[i\omega_0(t-\Delta\tau) + i\gamma(t-\Delta\tau)^2/2].$$

类似地，对于被测设备支路

$$E_{\text{lower}} \propto \exp[i\omega_0 t + i\gamma t^2/2 + i\varphi(t)],$$

其中，$\varphi(t)$ 是被测设备引入的相移。因此，平衡式光电探测器的输出可写为

$$I(t) \propto \text{Re}(E_{\text{upper}}E^*_{\text{lower}}) = A\cos(\gamma\Delta\tau\cdot t + \varphi(t)),$$

其中常数相位 $\omega_0\Delta\tau$ 被合并到 $\varphi(t)$中，这可以通过引入额外的参考路径来抵消，并且省略了 $\Delta\tau$ 的高阶项。为提取相位信息 $\varphi(t)$，执行希尔伯特变换。在我们的情况下 $\mathcal{H}[I(t)] = -A\sin(\gamma\Delta\tau\cdot t + \varphi(t))$, 因此我们有

$$\Phi(t) = \gamma\Delta\tau\cdot t + \varphi(t) = -\arctan\frac{\mathcal{H}[I(t)]}{I(t)}. \tag{1}$$

在我们的实验中，$\gamma\Delta\tau$ 通过远离共振处的 $\Phi(t)$线性拟合获得。相位 $\varphi(t)$可进一步通过 $\Phi(t) - \gamma\Delta\tau\cdot t$提取。利用绝对频率校准和相对频率校准，随后将 $\varphi(t)$从时域转换到光学频域，最终获得被测设备的相位响应 $\varphi(f)$。

使用我们的OVNA，对微谐振器的线宽进行表征，结果如图S5b所示。测量了$\omega/2\pi$ 从1260 nm（237.9 THz）到1640 nm（182.8 THz）范围内每个基模共振的共振频率和线宽。通过洛伦兹拟合，提取每个共振的内禀损耗 $\kappa_0/2\pi$ 和外部耦合强度 $\kappa_{\text{ex}}/2\pi$ 。通过对共振进行相位测量，我们可以明确判断共振是过耦合（$\kappa_{\text{ex}} > \kappa_0$）还是欠耦合（$\kappa_{\text{ex}} < \kappa_0$）。

补充说明7. 相干激光雷达实验

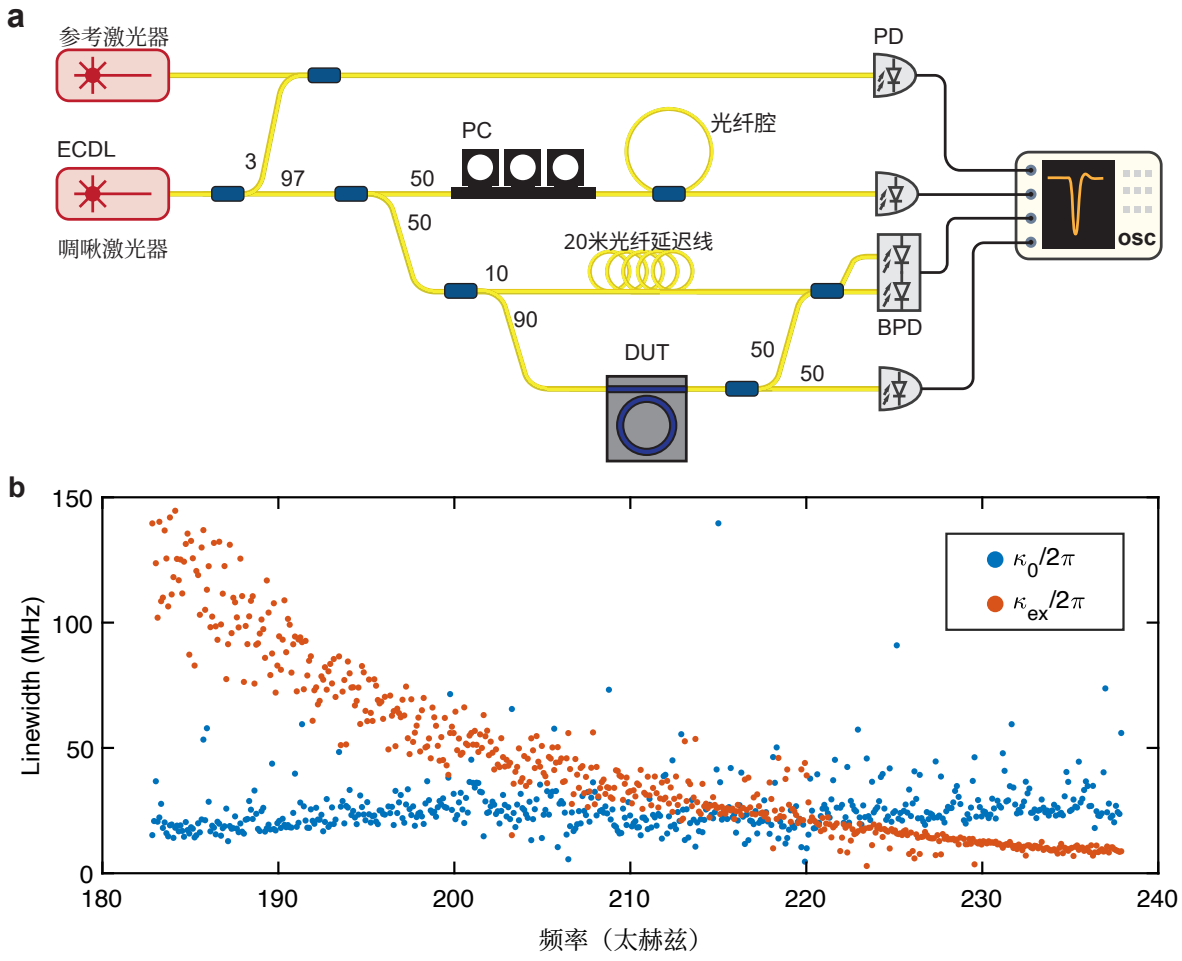
相干激光雷达的实验装置如图S6所示。我们使用一台外腔二极管激光器，其啁啾频率从192.2 THz升至194.7 THz。持续时间为 $T = 0.4$ 秒，因此估算的线性啁啾速率为 $\gamma = 6.25$ THz/s。使用一个90:10耦合器将激光分为两路。其中一路传输至VSA进行频率校准，另一路传输至准直器并射入自由空间。

在自由空间中，啁啾激光器被分成两条路径，路径差为 d ，随后在光电探测器（FEMTO，HBPR-450M）上重新合并并发生干涉。如图S7所示，路径差 d 引入了时间延迟$\Delta t = 2d/c$，从而产生频率为 $\Delta f = \gamma\ (t)\ \Delta t$的拍频信号，其中 $\gamma\ (t)$ 为随时间变化的啁啾速率。因此，拍频信号可写为:

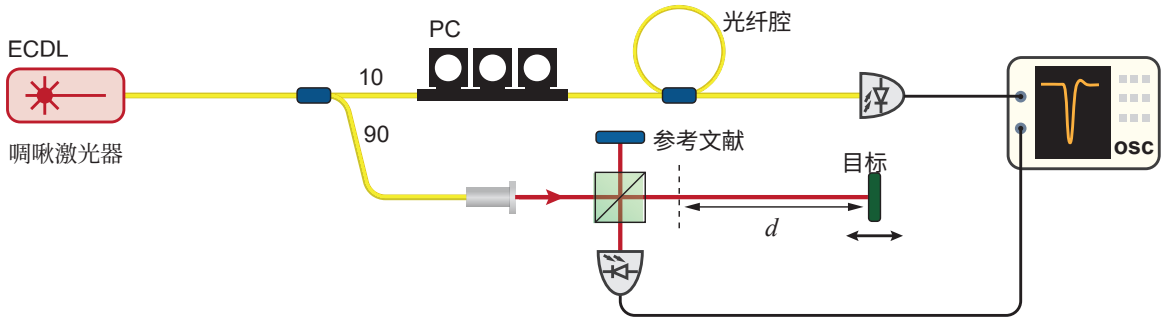
$$\begin{aligned} V(t) &\propto \cos(2\pi \Delta f t) \\ &= \cos\left(2\pi \frac{2d}{c}\gamma(t)t\right) \end{aligned} \tag{2}$$

由式2 可知，拍频信号的频率为 $\Delta f = 2d \cdot \gamma\ (t)\ /c$，可通过快速傅里叶变换（FFT）获得。在啁啾速率为常数的理想情况下，路径差 d 可以直接从获得的 Δf中提取。实际上，激光器并非线性啁啾，即啁啾速率 $\gamma\ (t)$ 会发生波动。因此，要从d 中提取 Δf，就需要对 $\gamma\ (t)$ 进行准确的测量轨迹记录。

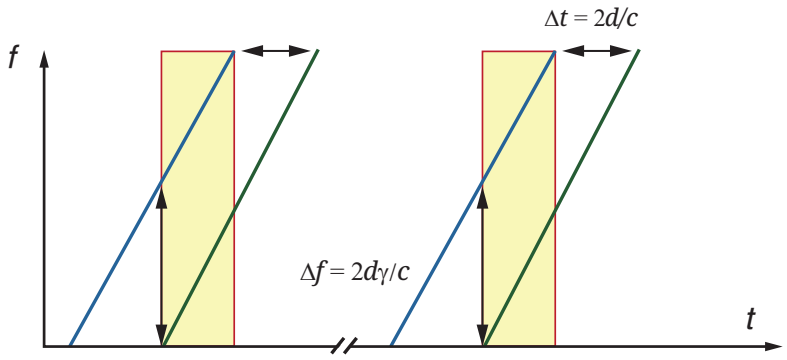
幸运的是，我们的 VSA 能够在激光器啁啾期间监测并记录其瞬时激光频率。已知瞬时激光频率后，即可计算啁啾速率 $\gamma(t)$。因此，使用校准后的 $\gamma(t)$，我们可以重新缩放



补充图 S5：相位测量。a。实验装置。b。在 55.1 太赫兹光谱带宽范围内测量共振线宽。相位测量可明确判定共振是过耦合（$\kappa_{ex} > \kappa_0$）还是欠耦合（$\kappa_{ex} < \kappa_0$）。



补充材料 补充图 S6：相干实验装置 激光雷达。



补充图 S7：相干激光雷达原理。

信号的时间轴按 $t' = \gamma(t)t$ 到

$$V(t') = \cos\left(2\pi \frac{2d}{c} t'\right). \tag{3}$$

随后即可获取精确的距离剖面。

除了啁啾率校准外，补零[3] 也在数据处理中实现，即在测量数据之前和之后插入零值。如正文所述，测距分辨率 δd 受啁啾带宽限制， B 因为 $\delta d = c/2B$ FFT 的限制。补零会增加带宽，这有助于消除歧义并减少估计频谱峰值时的量化误差[3]。尽管如此，补零可能会通过频谱泄漏引入额外噪声[4]。鉴于我们较大的测量带宽以及相对频率校准的高精密度，拍频信号具有较高的信噪比（SNR）。较高的信噪比使得使用 8192倍补零能够实现精确的峰值检测。需要注意的是，补零无法提高测距分辨率，即无法分辨距离小于 $\delta d = c/2B$的两个物体。

补充参考文献

[1] B. Shi、Y.-H. Luo、W. Sun、Y. Hu、J. Long、X. Bai、A. Wang 和 J. Liu，“用于相干测距的频率梳线性化宽范围可调谐激光器”（2023），arXiv:2308.15875 [physics.optics]。[2] T. Qing、S. Li、Z. Tang、B. Gao 和 S. Pan，《自然·通讯》**10**，5135（2019年）。[3] K. A. Shinpaugh、R. L. Simpson、A. L. Wicks、S. M. Ha 和 J. L. Fleming，《流体实验》**12**，319（1992）。[4] F. Zhang、Z. Geng 和 W. Yuan，《IEEE电力输送汇刊》**16**，160（2001）。