发表于《激光与光子学评论》。数字对象标识符：10.1002/lpor.202200544（2022年）。

基于兼容代工厂工艺的沉积薄膜的超低损耗氮化硅光子学

Xingchen Ji,[1,3,*] *Yoshitomo Okawachi,*[2] *Andres Gil-Molina,*[1] *Mateus Corato-Zanarella,*[1] *Samantha Roberts,*[1] *Alexander L. Gaeta,*[2] 和 *Michal Lipson*[1,*]

[1]哥伦比亚大学电气工程系，美国纽约州纽约市 10027 [2]哥伦比亚大学应用物理与应用数学系，美国纽约州纽约市 10027

[3]现任上海交通大学电子信息与电气工程学院约翰·霍普克罗夫特计算机科学中心成员，中国上海 200240 [*]通讯作者：电子邮箱：xingchenji@sjtu.edu.cn 和 ml3745@columbia.edu

摘要：

代工厂所用氮化硅（Si_3N_4）光子器件的制造工艺要求采用低温沉积，这通常会导致较高的传输损耗。本文表明，仅通过降低波导表面粗糙度，采用与代工厂兼容的工艺即可实现低至 0.42 分贝/厘米的传输损耗。对制成的器件进行快速热退火（RTA）和炉内退火后，传输损耗分别可降至 0.28 分贝/厘米和 0.06 分贝/厘米。这些低损耗与采用高温、高应力 LPCVD薄膜的传统器件相当。我们还对器件的色散进行了调节，并证明这些器件可用于线性与非线性应用。本文展示了低阈值参量振荡、宽带光频梳和窄线宽激光器。我们的工作证明了基于代工厂实现可扩展光子系统的可行性。

发表于《激光与光子学评论》。数字对象标识符：10.1002/lpor.202200544（2022年）。

1. 引言

迄今为止，超低损耗氮化硅（Si_3N_4）波导和谐振器几乎都采用 高温沉积的薄膜制成，而代工厂主要依赖低温沉积的Si_3N_4薄膜。高温沉积采用低压化学气相沉积（LPCVD），低温沉积则采用等离子体增强化学气相沉积（PECVD）。PECVD Si_3N_4 是代工厂中最常用的薄膜材料，用作绝缘体或化学阻挡层；然而，这些薄膜较高的传输损耗限制了其在光子学中的应用。由于LPCVD Si_3N_4 需要高温且薄膜应力较大，因此代工厂不会采用这种材料。因此，降低PECVD Si_3N_4 光子器件的损耗，对于实现光子器件与电子器件的集成至关重要；这有望用于实现高性能、可扩展的系统，并推动系统级创新[1]。

此前，研究人员曾尝试通过化学方式改变薄膜组分，以降低等离子体增强化学气相沉积 Si_3N_4 薄膜的损耗[2–5]。研究表明，在沉积过程中降低铵浓度，损耗可降至 1.5 分贝/厘米[2]。然而，对于大多数光子学应用而言，这些损耗仍然过高。研究人员还尝试用氘代前驱体替代传统前驱体，以降低薄膜损耗；研究表明，损耗可降至 0.3 分贝/厘米[6]。不过，这些方法需要特殊的前驱体和沉积设备，而这类材料和设备在代工厂中并不普遍可用。

2. 薄膜沉积与波导制备

在此，我们展示了通过物理方式降低波导表面粗糙度，可在标准等离子体增强化学气相沉积工艺中实现低损耗。制造工艺示意图见**图 1**。我们在 350 °C 下通过等离子体增强化学气相沉积，单步将 Si_3N_4 沉积到经热氧化处理的 4 英寸硅

晶圆上。沉积所用气体为硅烷（SiH_4：20 sccm）与氮气（N_2：1425 sccm）的混合气，以及纯氨（NH_3：30 sccm），工艺压力为 1900 mTorr。等离子体频率交替采用高频（13.56 兆赫，功率 200 W）和低频（100 kHz，功率 160 W）。两种频率的持续时间分别为 8 秒和 12 秒。上述参数确保沉积的 Si_3N_4薄膜具有极低的薄膜应力和高度均匀性。在测试晶圆上测得的 Si_3N_4 薄膜应力为 93.4 MPa，呈拉伸状态，比高温下沉积的 LPCVD Si_3N_4薄膜低一个数量级以上。低应力使我们能够沉积更厚的薄膜而不会产生裂纹。

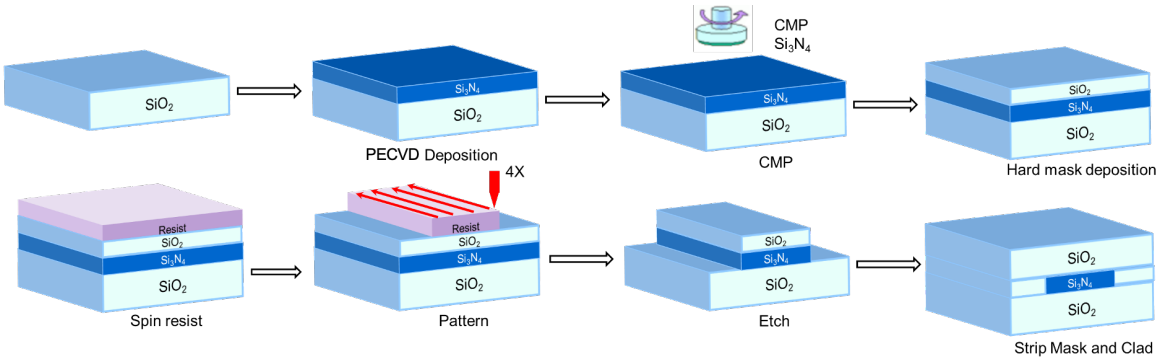


图 1。低温等离子体增强化学气相沉积 Si_3N_4 制造流程示意图。此处的工艺步骤与 CMOS 电子器件完全兼容。

我们基于沉积的 PECVD 薄膜设计了高光场限制波导，可实现强色散工程。如**图2**所示，模式与顶面的重叠很强，而 PECVD 薄膜的顶面粗糙度可达数纳米[7,8]。

发表于《激光与光子学评论》。数字对象标识符：10.1002/lpor.202200544（2022年）。

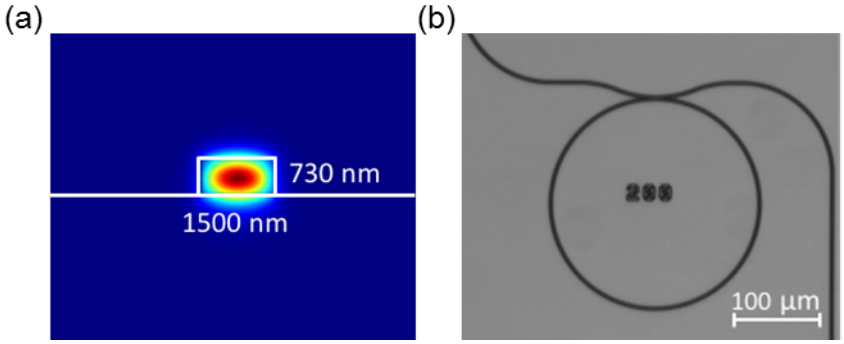


图2。制备器件的模式仿真和显微镜图像。（a）高730纳米、宽1500纳米的波导模式仿真，显示该模式高度局限于我们所选的几何结构中。（b）半径为115 μm的环形谐振器的俯视光学显微镜图像。

为减少 PECVD Si_3N_4, 顶面产生的散射，我们采用化学机械平坦化（CMP）对表面进行平滑处理，因为粗糙度通常会导致较高的损耗。**图3**展示了抛光前后的原子力显微镜（AFM）扫描结果。均方根（RMS）粗糙度从抛光前的 1.36 nm 降至抛光后的 0.20 nm。为降低侧壁粗糙度并保护抛光后的顶面，我们在 CMP 后采用 PECVD 沉积 SiO_2 硬掩模，并使用氧气流量高得多的干法刻蚀工艺。事实证明，这种刻蚀工艺能大幅减少刻蚀过程中的聚合，并降低粗糙度[9]。我们使用 ma-N 2403光刻胶进行电子束光刻，以对器件进行图形化，并采用多遍写入算法，进一步降低光刻本身造成的侧壁粗糙度[9,10]。最后，我们在器件上包覆一层由 PECVD 沉积的2 μm SiO_2 ，以保护波导。所制造的器件由半径为 115 μm、高 730 nm、宽 1500 nm 的谐振器构成，并与一个宽度和高度相同的波导耦合。这些尺寸可确保较强的光场限制。

发表于《激光与光子学评论》。数字对象标识符：10.1002/lpor.202200544（2022年）。

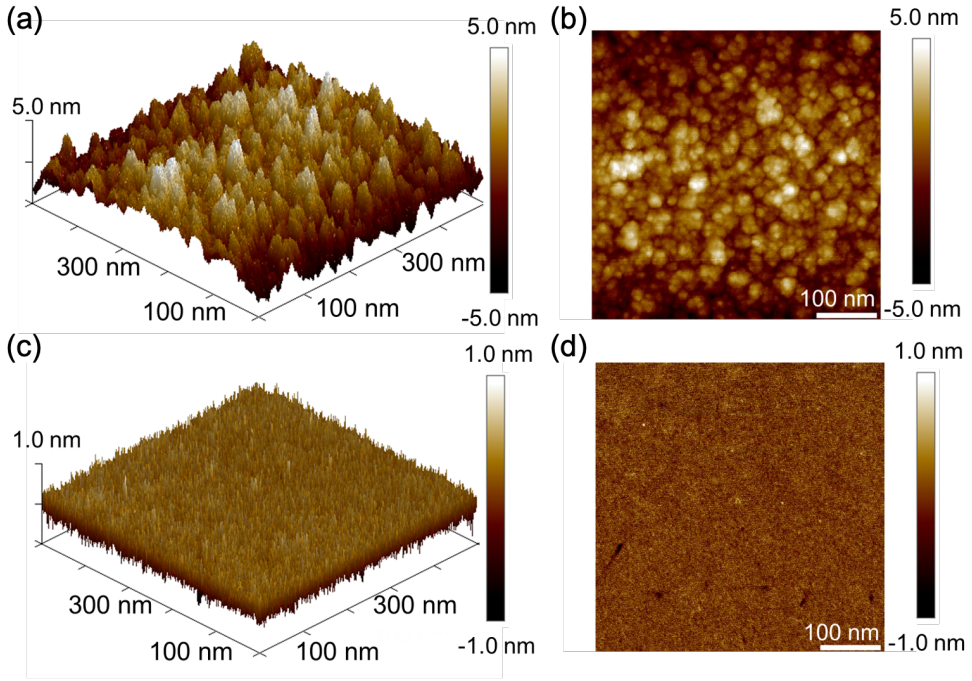


图3。PECVD Si_3N_4 顶部表面的原子力显微镜测量(a) CMP 前顶部表面的三维原子力显微镜扫描图，均方根粗糙度为 1.36 纳米，相关长度为 27.6 纳米。(b) CMP 前 Si_3N_4 顶部表面的二维图像，范围缩放至 - 5.0 – 5.0 纳米，均方根粗糙度为 1.36 纳米。(c) CMP 后 Si_3N_4 顶部表面的三维图像，均方根粗糙度为 0.20 纳米，相关长度为 2.96 纳米。(d) CMP 后 Si_3N_4 顶部表面的二维图像，范围缩放至 -1.0 – 1.0 纳米，均方根粗糙度为 0.20 纳米。注意 (a) 和 (c) 中的比例尺不同。</output>

3. 基础损耗提取与讨论

品质因数　　是衡量共振相对于其中心频率尖锐程度的指标　　.

它表示谐振器储存能量的能力，可写为[11,12]:

$$Q_L = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \qquad (1)$$

式**方程1**中定义的品质因数是加载品质因数。与传播损耗直接相关的腔本征品质因数可写为[13,14]:

$$Q_i = \frac{2Q_L}{1 \pm \sqrt{T_{\min}}} \qquad (2)$$

T_{min} 表示共振处归一化透射率最小值，符号分别对应欠耦合和过耦合状态。用于品质因数测量和频率梳产生的实验装置示意图如**图4**所示。我们在此处制造并测量的谐振器高度为730纳米，宽度为1500纳米，弯曲半径为115 μm。测得本征品质因数为724,000，对应的传输损耗为0.42分贝/厘米。 在**图5(a)**中，我们展示了在较宽波长范围内测得的共振和归一化透射光谱。据我们所知，这是迄今为止在兼容代工厂的标准PECVD薄膜中报道的最低传播损耗。

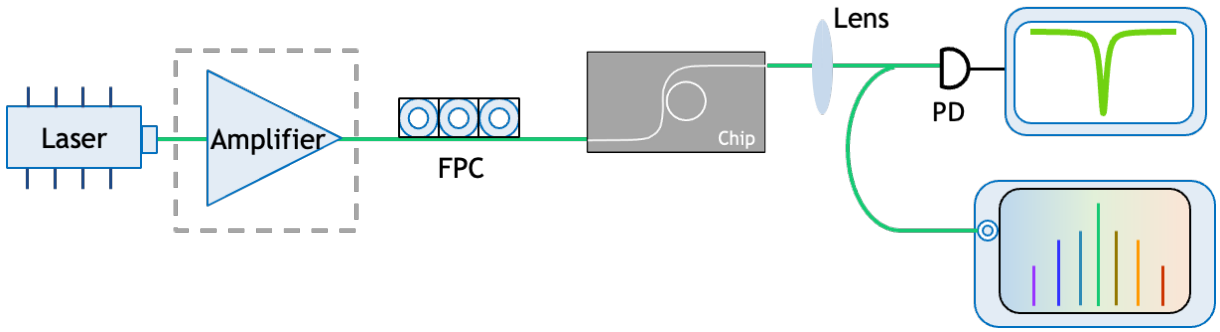


图 4。用于测量透射光谱和谐振器线宽，以表征品质因数并产生频率梳的实验装置示意图。光纤偏振控制器（FPC）；光电探测器（PD）；光谱分析仪（OSA）。 请注意，测量透射率时无需使用放大器。

为最大限度地降低表面散射损耗和体损耗，我们对薄膜进行快速热退火（RTA）后处理。通过快速热退火，我们实现了更高的本征品质因数，超过 100 万，对应的传输损耗为 0.28 分贝/厘米。快速热退火已成功应用于微电子行业，与互补金属氧化物半导体技术尤其相关，具体应用于离子注入退火、氧化以及源漏接触结等工艺步骤[15,16]。该工艺通过驱除结构微空隙中所困的非键合原子氢和分子氢来降低损耗，并进一步使薄膜致密化[17,18]。我们对包层器件在 800 °C 下进行 5 分钟的快速热退火。在**图5(b)**中，我们展示了测得的共振

以及宽波长范围内的归一化透射光谱。其热预算低于大多数 CMOS 电子器件的耐受范围，可用于进一步降低带有微加热器或掺杂剂的器件的损耗。

我们表明，通过对兼容代工厂的器件进行炉内退火后处理（适用于热预算较高的器件），其传输损耗可与采用高温、高应力LPCVD薄膜制造的器件相当。炉内退火不同于快速热退火，其温度更高（超过 1000 °C [19_24]），退火时间也更长（数小时）。我们将包层器件置于氮气氛围中，在 1150 °C 下退火 3 小时，未观察到缺陷或裂纹。我们实现了 470 万的品质因数，对应的传输损耗为 0.06 分贝/厘米。在**图5(c)**中，我们展示了在较宽波长范围内测得的共振和归一化透射光谱。

发表于《激光与光子学评论》。数字对象标识符：10.1002/lpor.202200544（2022年）。

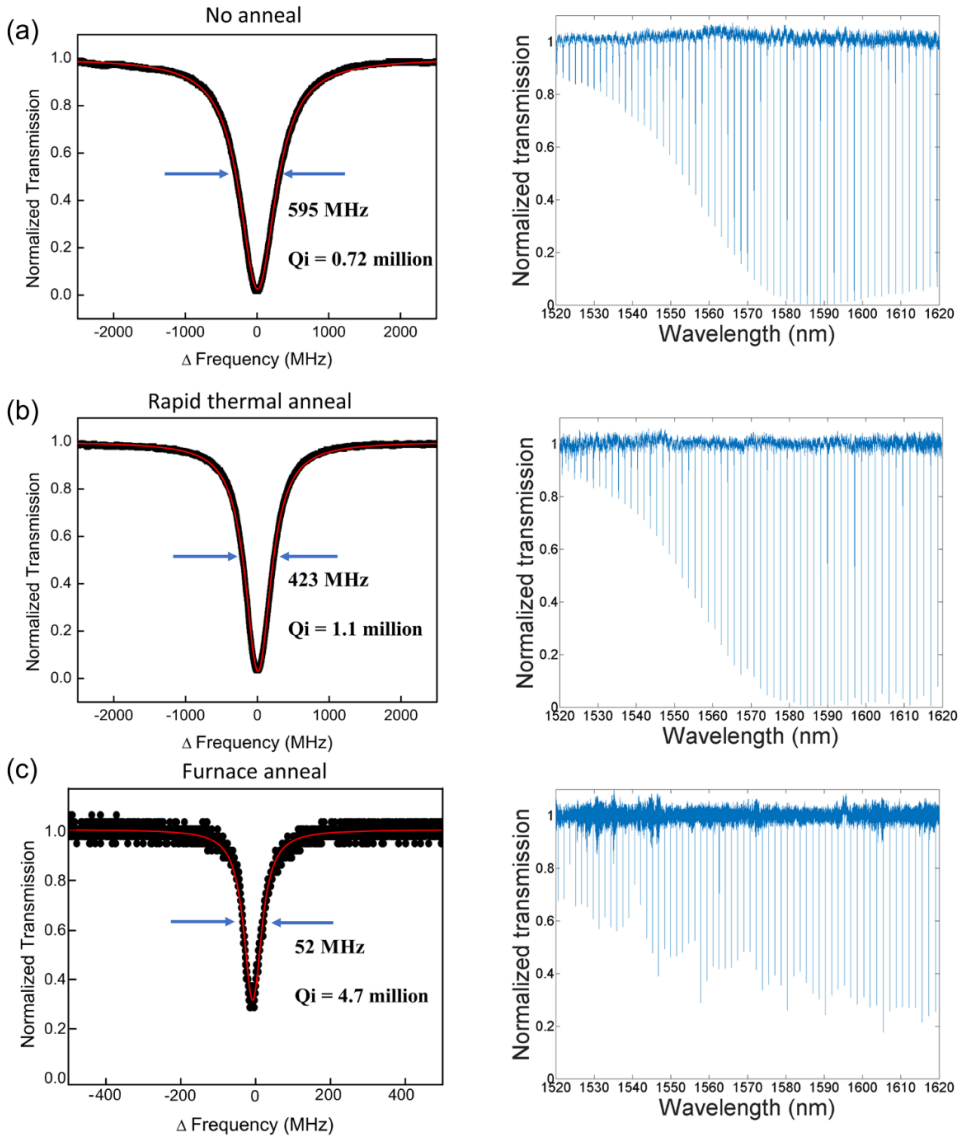


图5。（a）未经退火的器件在1600纳米附近测得的半高全宽（FWHM）为595兆赫，并测得宽波长范围内的归一化透射光谱。（b）经快速热退火后的器件在1600纳米附近测得的半高全宽（FWHM）为423兆赫，并测得宽波长范围内的归一化透射光谱。（c）经炉内退火后的器件在1600纳米附近测得的半高全宽（FWHM）为52兆赫，并测得宽波长范围内的归一化透射光谱。

我们表明，对于制造完成后未经处理的器件，体损耗占主导地位，超过表面散射损耗，且可低至 0.33 分贝/厘米；而对于制造后退火器件，体损耗

其数值与表面散射损耗相当，最低可达 0.04 分贝/厘米。我们通过比较两种具有不同界面模式重叠程度的结构的损耗，提取各项损耗的贡献。对于两种不同的波导宽度[25]，光场与波导芯层、顶面和底面以及侧壁的重叠比分别为 , , 。这些参数通过有限元仿真计算得出（使用 COMSOL 执行）。我们还使用 Payne-Lacey 模型[26] 将散射损耗与表面均方根粗糙度（σ）及相关长度（L_c）联系起来，这两项参数均由原子力显微镜测量得出。此处用于提取各项损耗贡献的方法与参考文献[9]中所用的方法类似。我们发现，当模式与界面完全重叠时，SiO_2/Si_3N_4 顶部界面和 Si_3N_4/SiO_2 底部界面的散射损耗分别为 ~ 0.0002 分贝/厘米和~ 0.0024 分贝/厘米。不同热处理条件下（见**表 1**）估算的表面散射和体损耗贡献由下文的 **公式 3** 和 **公式 4** 提取得出：

$$\alpha_{ring1} = \alpha_{bulk_loss} + \alpha_{top_scatter} + \alpha_{bottom_scatter} + \alpha_{sidewalls_scatter} \quad (3)$$

$$\alpha_{ring2} = \eta_1\alpha_{bulk_loss} + \eta_2(\alpha_{top_scatter} + \alpha_{bottom_scatter}) + \eta_3\alpha_{sidewalls_scatter} \quad (4)$$

我们发现，经过快速热退火和炉内退火后，体损耗和表面散射损耗均有所降低，这表明热处理改善了薄膜的化学和物理性质。根据表 1 和公式 3，如果消除表面散射损耗，传输损耗可降至 0.33 分贝/厘米。通过在 800 °C 下进行快速热退火后处理，传输损耗可降至 0.23 分贝/厘米。若在更高温度下进行快速热退火以分解键合氢，传输损耗还可进一步降低。通过炉内退火进行后处理，若消除表面散射损耗，这些器件的传输损耗可降至 0.04 分贝/厘米。

发表于《激光与光子学评论》。数字对象标识符：10.1002/lpor.202200544（2022年）。

表1。PECVD薄膜中提取的表面散射和体损耗贡献。

	体损耗	表面散射损耗	总损耗
未退火	0.33 分贝/厘米	0.09 分贝/厘米	0.42 分贝/厘米
快速热退火 0.23 分贝/厘米		0.05 分贝/厘米	0.28 分贝/厘米
炉内退火	0.04 分贝/厘米	0.02 分贝/厘米	0.06 分贝/厘米

未经任何制备后热处理的结构表现出 87% 的高光场限制和 0.42 分贝/厘米的低传输损耗。高光场限制对于调整波导色散以实现非线性过程中的相位匹配以及实现更紧凑的弯曲至关重要，从而能够获得大规模光子系统所需的小占用面积。我们将本研究实现的限制因子和传输损耗与其他采用兼容代工厂的 PECVD 平台且未经任何热处理的先进研究成果进行了比较，见**图 6**[2,3,5,27–30]。

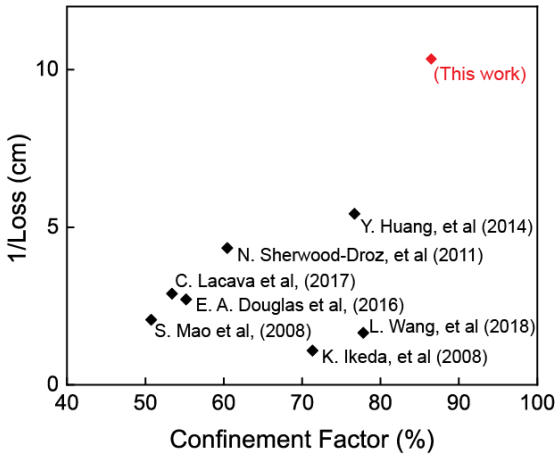


图 6。本研究实现的损耗和光场限制与其他基于等离子体增强化学气相沉积平台的最先进研究成果的对比。所有数据点（包括本研究的数据点）均对应于未经任何热处理制备的器件[2,3,5,27–30]。

发表于《激光与光子学评论》。数字对象标识符：10.1002/lpor.202200544（2022年）。

4. 色散工程

我们展示了通过炉内退火进行后处理可以调节器件的色散。为实现色散工程，我们根据使用 J.A. Woollam M-2000 和 IR-VASE 仪器在 200–1690 纳米及 1.7–34 μm 波长范围内进行的椭偏测量，推导出 PECVD Si_3N_4 薄膜的塞尔迈耶方程。图7(a)和图7(b)展示了退火前后在 200–1750 纳米范围内测得的光谱。我们对 300–2000 纳米波长范围内的光谱进行拟合，得到炉内退火前 后 Si_3N_4 的以下塞尔迈耶方程。

$$n^2_{Si_3N_4}(before_anneal) = 1 + \frac{2.61\lambda^2}{\lambda^2 - 139.77^2} + \frac{1.11\times10^9\lambda^2}{\lambda^2 - (2.51\times10^8)^2}$$

$$n^2_{Si_3N_4}(after_anneal) = 1 + \frac{2.97\lambda^2}{\lambda^2 - 144.86^2} + \frac{1.57\times10^9\lambda^2}{\lambda^2 - (3.80\times10^8)^2}$$

λ 的单位为纳米。图7(c)展示了根据塞尔迈耶方程模拟得到的氮化硅谐振器色散；该谐振器的横截面为 730 纳米 × 1500 纳米，弯曲半径为 115 μm，分别对应退火前后。虚线分隔反常群速度色散（GVD）区间与正常群速度色散区间。可以看出，横截面同为 730 纳米 × 1500 纳米的器件在退火前呈现正常群速度色散，退火后则呈现反常群速度色散。

发表于《激光与光子学评论》。数字对象标识符：10.1002/lpor.202200544（2022年）。

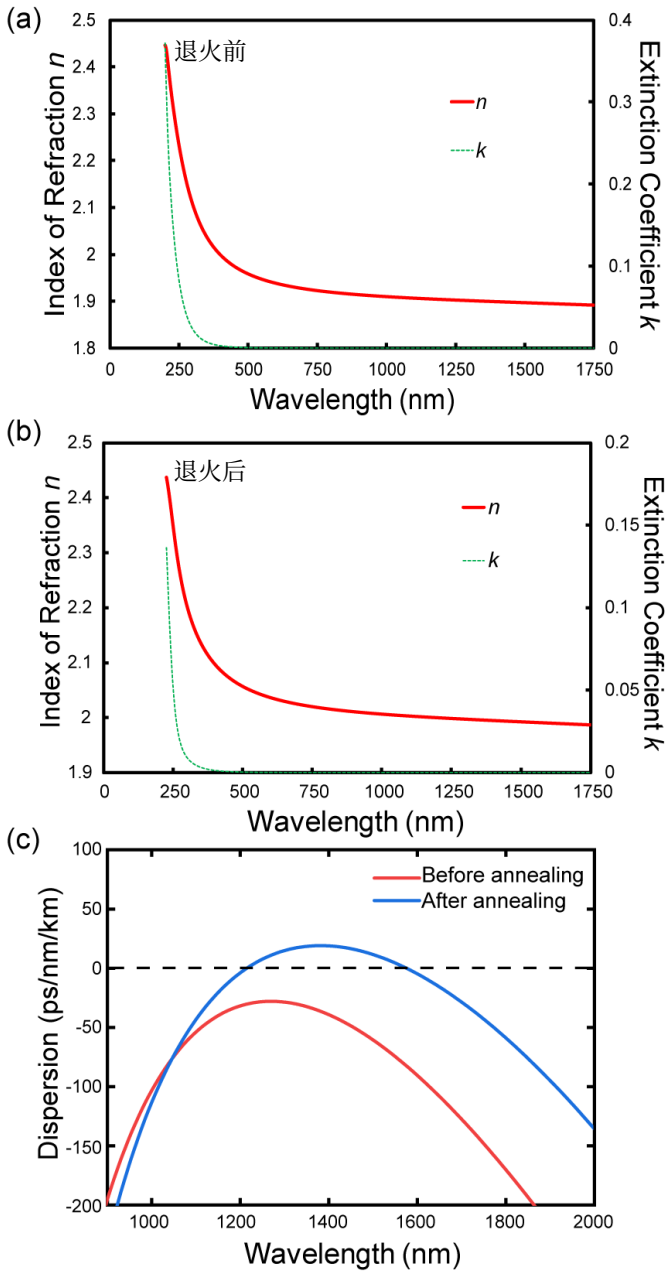


图7。(a) 退火前波长范围为 200–1750 纳米时的折射率 n 和消光系数 k。(b) 退火后波长范围为 200-1750 纳米时的折射率 n 和消光系数 k。(c) 退火前后，横截面为 730 nm × 1500 nm、弯曲半径为 115 μm 的氮化硅环形谐振器基模 TE 模式的色散模拟。虚线分隔反常群速度色散区和正常群速度色散区。

发表于《激光与光子学评论》。数字对象标识符：10.1002/lpor.202200544（2022年）。

5. 线性与非线性应用

我们展示了利用可调控色散的能力，通过炉内退火后处理兼容代工工艺的器件，实现低阈值参量振荡和频率梳生成。我们展示了光梳生成过程的演变，并在泵浦波长为1550 纳米时观察到多种光梳态之间的转变，如**图8**所示。随着谐振器内的功率逐渐增大，由简并四波混频产生的主边带在参量增益峰处形成，如图8(a)所示。我们展示了向微型光梳的转变，如图8(b)所示，最终在片上泵浦功率为 202 毫瓦时形成宽带光频梳，如图8(c)所示。测得的参量振荡阈值低至 3 毫瓦，接近 2.7 毫瓦的理论极限。

发表于《激光与光子学评论》。数字对象标识符：10.1002/lpor.202200544（2022年）。

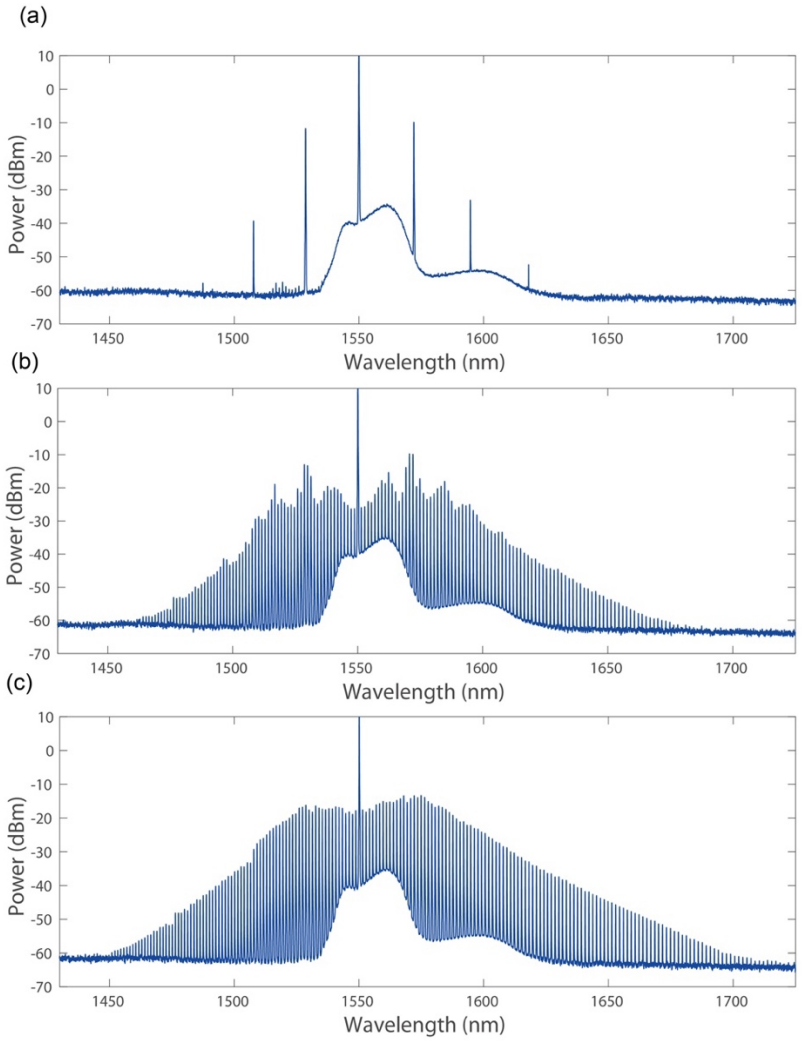


图8。频率梳产生过程的演变。(a) 简并四波混频使主边带在参量增益峰处形成。(b) 微型频率梳形成。(c) 片上泵浦功率为202 mW的宽带克尔频率梳。

我们展示了利用同一器件实现多模法布里-珀罗激光二极管（FPL）的模式塌缩。因此，得益于 FPL 对耦合损耗的鲁棒性增强[31] 以及高品质因数谐振器的强反馈，我们获得了单波长发射激光器。该系统由一台商用单横模法布里-珀罗激光器（Thorlabs FPL1001C）和高品质因数谐振器组成，如**图9**所示。

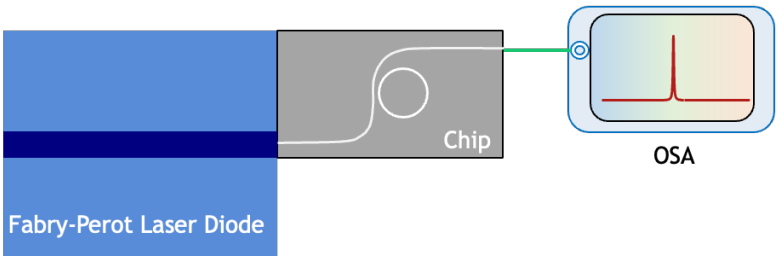


图9。用于激射测量的实验装置示意图。商用单横模法布里-珀罗激光二极管（Thorlabs FPL1001C）与高品质因数谐振器耦合。使用光谱分析仪（OSA）测量激光器的光谱。

来自高品质因数谐振器的反馈信号使FPL激光器实现自注入锁定，从而获得具有单纵模发射和窄线宽的锁定激光器。未锁定的自由运行激光器与锁定激光器的光谱如**图10**所示。边模抑制比（SMSR）至少为29 dB，测得的线宽低于光谱分析仪的分辨率极限。我们计算得出的本征线宽范围为1–10 kHz。计算时，我们考虑了自由运行激光器的肖洛-汤斯线宽，以及自注入锁定带来的线宽降低，采用了与参考文献[31]中所述类似的步骤。此处器件的耦合结构为反锥形结构，可针对与FPL的耦合进行优化，因此改进耦合后可实现更高的边模抑制比，甚至更窄的线宽。

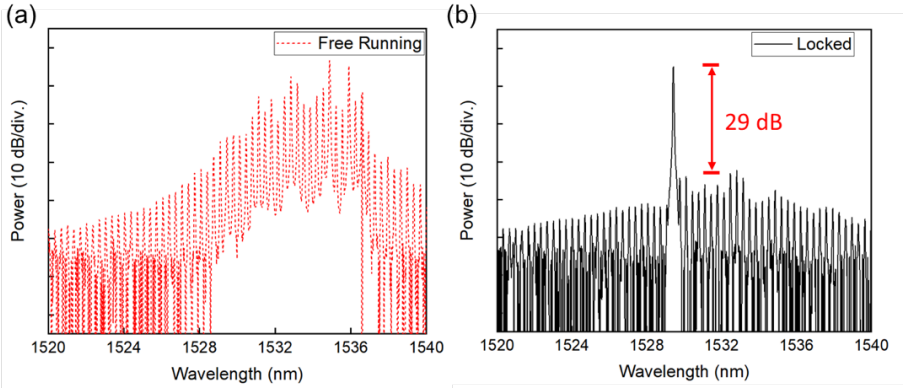


图10。（a）未锁定自由运行激光器的光学光谱。（b）锁定至环形谐振器的窄线宽激光器的光学光谱。边模抑制比（SMSR）至少为29 dB。

发表于《激光与光子学评论》。数字对象标识符：10.1002/lpor.202200544（2022年）。

6. 结论与讨论

我们的研究证明了直接从代工厂获得超低损耗器件的可行性。我们展示了这些兼容代工工艺的器件，无论是否经过简单的后处理步骤，都可用于需要超低损耗和低色散的线性与非线性应用。我们展示了低阈值参量振荡、宽带光频梳和窄线宽激光器。我们提取并证实，器件损耗的基本极限与LPCVD薄膜所达到的损耗相当。我们的研究为基于代工厂实现可扩展光子系统提供了一条前景广阔的路径。

近期研究表明，在环境气氛中经 400°C 退火的反应溅射氮化硅薄膜，其传输损耗可低至 0.54 分贝/厘米[32]。研究人员已成功实现光学频率梳[32] 以及与绝缘体上铌酸锂平台[33,34] 的混合集成，这使反应溅射成为制备低损耗氮化硅薄膜的另一种有前景的方法。目前，反应溅射器件的损耗主要受侧壁粗糙度引起的散射限制，而非氢键吸收损耗[35],；因此，这些器件有望进一步受益于我们在此开发的工艺和技术。

致谢

作者谨此感谢 J.A. Woollam Co. 的 Ron Synowicki。该公司是光学特性测量用光谱椭偏仪的领先制造商。本研究的部分工作在康奈尔纳米尺度科学与技术设施 (CNF) 完成；该设施是国家纳米技术协调基础设施 (NNCI) 的成员，并由美国国家科学基金会资助（项目编号：NNCI-2025233）。作者感谢由美国国防高级研究计划局资助的 PIPES计划 (HR0011-19-2-0014)、由美国能源高级研究计划署资助的 PINE计划 (DE-AR0000843)，以及美国空军科学研究办公室小企业技术转移计划 (FA9550-20-1-0297) 提供的支持。

发表于《激光与光子学评论》。数字对象标识符：10.1002/lpor.202200544（2022年）。

参考文献

[1] A. H. Atabaki, S. Moazeni, F. Pavanello, H. Gevorgyan, J. Notaros, L. Alloatti, M. T. Wade, C. Sun, S. A. Kruger, H. Meng, K. Al Qubaisi, I. Wang, B. Zhang, A. Khilo, C. V. Baiocco, M. A. Popović, V. M. Stojanović, R. J. Ram, 自然 2018, 556, 349. [2] E. A. Douglas, P. Mahony, A. Starbuck, A. Pomerene, D. C. Trotter, C. T. DeRose, 光学材料快报 2016, 6, 2892. [3] S. C. Mao, S. H. Tao, Y. L. Xu, X. W. Sun, M. B. Yu, G. Q. Lo, D. L. Kwong, 《光学快报》 2008, 16, 20809. [4] T. Domínguez Bucio, A. Z. Khokhar, C. Lacava, S. Stankovic, G. Z. Mashanovich, P. Petropoulos, F. Y. Gardes, 《物理学杂志D：应用物理》 2017, 50, 025106. [5] C. Lacava, S. Stankovic, A. Z. Khokhar, T. D. Bucio, F. Y. Gardes, G. T. Reed, D. J. Richardson, P. Petropoulos, 《科学报告》 2017, 7, 数字对象标识符 10.1038/s41598-017-00062-6. [6] J. Chiles, N. Nader, D. D. Hickstein, S. P. Yu, T. C. Briles, D. Carlson, H. Jung, J. M. Shainline, S. Diddams, S. B. Papp, S. W. Nam, R. P. Mirin, 《光学快报》 2018, 43, 1527.

[7] **1998**, G.-R. *333*, 219 Yang, Y.-P. Zhao, Y. Z. Hu, T. Paul Chow, R. J. Gutmann, 《薄固体薄膜》 . [8] H. Huang, K. J. Winchester, A. Suvorova, B. R. Lawn, Y. Liu, X. Z. Hu, J. M. Dell, L. Faraone, 《材料科学与工程：A辑》 2006, 435–436, 453. [9] X. Ji, F. A. S. Barbosa, S. P. Roberts, A. Dutt, J. Cardenas, Y. Okawachi, A. Bryant, A. L. Gaeta, M. Lipson, Optica 2017, 4, 619. [10] R. J. Bojko, J. Li, L. He, T. Baehr-Jones, M. Hochberg, Y. Aida, 《真空科学与技术杂志B：微电子学与纳米结构》 2011, 29, 06F309. [11] B. E. Little, S. T. Chu, H. A. Haus, J. Foresi, J.- Laine, 《光波技术杂志》 1997, 15, 998. [12] W. Bogaerts, P. D. Heyn, T. V. Vaerenbergh, K. D. Vos, S. K. Selvaraja, T. Claes, P. Dumon, P. Bienstman, D. V. Thourhout, R. Baets, 《激光与光子学评论》 2012, 6, 47. [13] A. Yariv, 《电子学快报》 2000, 36, 321. [14] A. Yariv, 《IEEE光子技术快报》 2002, 14, 483. [15] M. J. Hart, A. G. R. Evans, 《半导体科学与技术》 1988, 3, 421. [16] V. Trivedi, S. J. Pearton, 《固态电子学》 2002, 46, 777. [17] F. L. Martínez, A. del Prado, I. Mártil, G. González-Diaz, W. Bohne, W. Fuhs, J. Röhrich, B. Selle, I. Sieber, 《物理评论B》 2001, 63, 245320. [18] R. Bousbih, W. Dimassi, I. Haddadi, H. Ezzaouia, 《固体物理学现状C辑》 2012, 9, 2189. [19] M. J. Shaw, J. Guo, G. A. Vawter, S. Habermehl, C. T. Sullivan, 收录于 SPIE会议论文集（编者：E. G. Johnson, G. P. Nordin, T. J. Suleski）, SPIE会议论文集, 加利福尼亚州圣何塞, 2005. [20] Y. Xuan, Y. Liu, L. T. Varghese, A. J. Metcalf, X. Xue, P.-H. Wang, K. Han, J. A. Jaramillo-Villegas, A. Al Noman, C. Wang, S. Kim, M. Teng, Y. J. Lee, B. Niu, L. Fan, J. Wang, D. E. Leaird, A. M. Weiner, M. Qi, Optica 2016, 3, 1171.

[21] **2015**, K. Luke, *40*, 4823 Y. Okawachi, M. R. E. Lamont, A. L. Gaeta, M. Lipson, 《光学快报》 . [22] M. H. P. Pfeiffer, J. Liu, A. S. Raja, T. Morais, B. Ghadiani, T. J. Kippenberg, Optica, 《光学》 2018, 5, 884. [23] X. Ji, X. Yao, A. Klenner, Y. Gan, A. L. Gaeta, C. P. Hendon, M. Lipson, 《光学快报》, OE 2019, 27, 19896. [24] T. Gu, M. Yu, D.-L. Kwong, C. W. Wong, 《光学快报》 2014, 22, 18412.

发表于《激光与光子学评论》。数字对象标识符：10.1002/lpor.202200544（2022年）。

[25] T. Barwicz, H. A. Haus, 《光波技术杂志》 **2005**, *23*, 2719. [26] F. P. Payne, J. P. R. Lacey, 《光学与量子电子学》 **1994**, *26*, 977. [27] K. Ikeda, R. E. Saperstein, N. Alic, Y. Fainman, 《光学快报》 **2008**, *16*, 12987. [28] N. Sherwood-Droz, M. Lipson, 《光学快报》, *OE* **2011**, *19*, 17758. [29] Y. Huang, J. Song, X. Luo, T.-Y. Liow, G.-Q. Lo, 《光学快报》, *OE* **2014**, *22*, 21859.
[30] **2018**, L. Wang, W. *26*, 9645
Xie, D. V. Thourhout, Y. Zhang, H. Yu, S. Wang, 《光学快报》, *OE* . [31] A. Gil-Molina, O. Westreich, Y. Antman, X. Ji, A. L. Gaeta, M. Lipson, 载于*2020*年激光与光电子学会议（*CLEO*）, **2020**, 第1–2页。[32] A. Frigg, A. Boes, G. Ren, T. G. Nguyen, D.-Y. Choi, S. Gees, D. Moss, A. Mitchell, 《*APL*光子学》 **2020**, *5*, 011302. [33] X. Han, Y. Jiang, A. Frigg, H. Xiao, P. Zhang, T. G. Nguyen, A. Boes, J. Yang, G. Ren, Y. Su, A. Mitchell, Y. Tian, 《激光与光子学评论》 **2022年**, *16*, 2100529. [34] Y. Jiang, X. Han, H. Huang, P. Zhang, A. Dubey, H. Xiao, M. Yuan, A. Frigg, T. G. Nguyen, A. Boes, Y. Li, G. Ren, Y. Su, A. Mitchell, Y. Tian, 《先进光子学研究》 **2022年**, *3*, 2200121.
[35] **2019**, A. Frigg, A. *27*, 37795
Boes, G. Ren, I. Abdo, D.-Y. Choi, S. Gees, A. Mitchell, 《光学快报》 .