arXiv:2611.32935v1 [physics.optics] 24 Nov 2026

钕离子注入氮化硅中的集成激光发射与双波段增益

Jan de Haan,[1, 2, *] Arturo Fern´andez Gamez,[1, 2, *] Nina Zdravkovi´c,[1,2] Kevin Kwock,[1,2] Ulrich Kentsch,[3] Rene Heller,[3] Alberto Curto,[1,2] Bart Kuyken,[1,2] 和Kasper Van Gasse[1, 2, †]

[1] *Photonics Research Group, INTEC, Ghent University - imec, 9052 Ghent, Belgium*

[2] *Center for Nano and Biophotonics (NB-Photonics), Ghent University, Technologiepark-Zwijnaarde 126, 9052 Ghent, Belgium*

[3] *Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR), Dresden, Germany*（日期：2026年11月25日）

波长接近1.0 µm的激光器应用于量子技术、精密计量和传感。在光子集成电路中，这些波长的稀土增益可缩小激光器的尺寸，并实现其可扩展制造。我们采用钕离子注入LPCVD氮化硅，制备了基于钕的集成波导放大器和一台环形激光器。光子集成电路是在200 mm商业晶圆平台上制造的，并对单个芯片进行了钕离子注入。我们展示了这些放大器在920 nm和1100 nm波长附近的两个波段均可提供增益，并展示了环形谐振器中的激光发射。这表明，钕离子注入LPCVD氮化硅是一种适用于集成激光器的增益材料。

一、引言

自1961年首次演示掺钕玻璃（Nd:glass）激光器以及掺钕钇铝石榴石（Nd:YAG）激光器以来，钕 1964 [1, 2],Nd^{3+}基增益介质一直在固体激光技术中发挥着核心作用。这两种系统均利用$Nd^4 F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ 的跃迁，在约1.06 µm波长处产生近红外发射，通常采用波长接近808纳米的光泵浦。Nd:YAG兼具较大的发射截面、优良的四能级激光动力学和出色的热学特性，因此尤其适用于高效连续波运行和高功率运行。另一方面，Nd:glass具有更宽的发射带宽、优良的储能特性，以及在材料成分和制备方面更大的灵活性，因此在高能激光放大和超短脉冲系统中具有重要地位 [3, 4]。

尽管传统的钕基激光系统广泛应用于工业、科学和医疗领域，但其通常依赖块体增益介质和自由空间光学元件。钕掺杂光纤激光器提供了一种更紧凑的替代方案，得益于高效的光约束和改进的热管理。与此同时，电信和数据通信市场在很大程度上推动了对紧凑且可扩展光子系统日益增长的需求，加速了硅光子学的发展，将低损耗无源波导、高速调制器和异质集成光源结合起来。在此背景下，稀土掺杂波导放大器和激光器已成为在芯片上集成光增益的有力候选方案。特别是，铒掺杂波导放大器（EDWAs）作为铒掺杂光纤放大器的集成对应器件（EDFAs）已通过向低损耗氮化硅（Si_3N_4）波导中进行离子注入得到验证[5, 6]。与此同时，稀土掺杂氧化铝（Al_2O_3）的反应共溅射不仅实现了铒基集成放大器和激光器，还实现了其他稀土元素（如铥（Tm^{3+}）和钬（Ho^{3+}））的相关器件，使其能够在不同的波长波段工作 [7–9]。这些发展（图1（a））凸显了稀土掺杂材料在集成光增益方面的多功能性；与此同时，低损耗氮化硅光子学与离子注入相结合——二者均已在CMOS制造中得到充分确立——为其集成提供了一种可扩展的晶圆级方案。

相比之下，Nd^{3+} 在薄膜光子平台中的集成主要依赖溅射沉积技术。反应共溅射的钕掺杂氧化铝（$Al_2O_3:Nd^{3+}$）已实现片上光放大 [10, 11], ，而共溅射的钕掺杂氮化硅（$SiN_x:Nd^{3+}$）微盘已展示出光致发光和受激发射，但尚未实现激光发射 [12]。此前，钕基微谐振器激光振荡已在二氧化硅微球[13], 、含氧化铝二氧化硅微环形谐振器 [14], 以及钕掺杂氧化铝Taiji谐振器 [15]中得到展示。最近，通过将毫米级钕掺杂钇铝石榴石晶体键合到氮化硅光子集成电路上，也实现了集成激光发射 [16]。

尽管基于铒的器件主要面向波长约为 1.55µm 的电信波段，但工作在 1

.0 µm 附近的集成光源对于量子技术、精密光谱学和光学计量学尤其重要。例子包括固态量子发射体，例如碳化硅中的双空位中心，其光学跃迁位于 1.1µm 波段；此外还有用于精密测量的稳频激光系统 [17, 18]。这些应用推动了紧凑型集成增益介质的发展，使其能够在传统电信波段之外工作。

据我们所知，本研究首次探索了

* 这些作者对本工作的贡献相同

† 通讯作者；kasper.vangasse@ugent.be

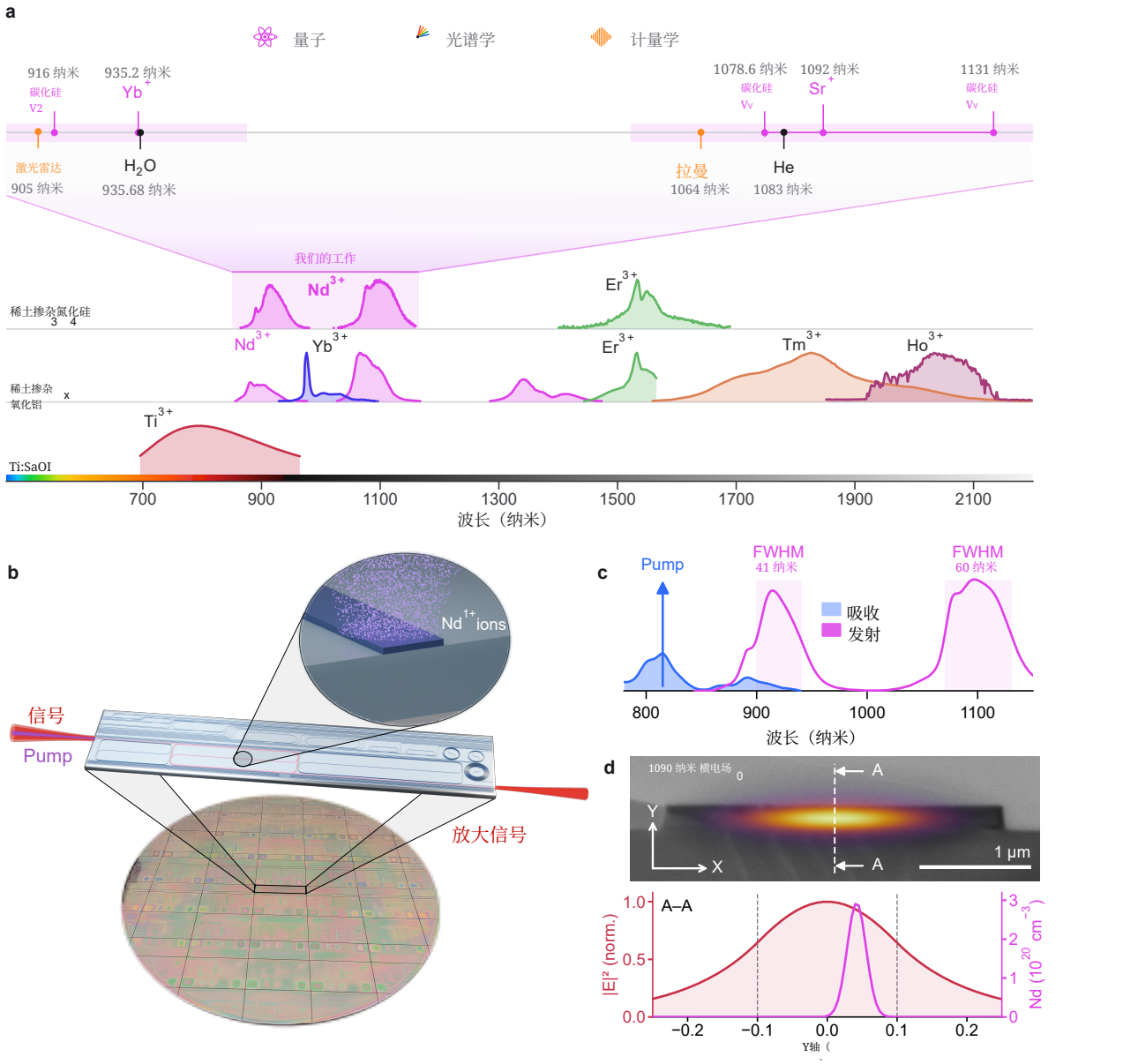

图1. 钕$^{3+}$:Si_3N_4 片上放大器概览 **(a)** 按基质材料分组的归一化发射光谱。数据来源：Er:SiN [5]（沉积数据）、Nd:AlO_x [10]、Yb:AlO_x [19]、Er:AlO_x [20]、Tm:AlO_x [8]、Ho:AlO_x [9]（数字化数据）、Ti:SaOI（拟合增益） [21]。**(b)** 商用200毫米氮化硅晶圆及钕注入Si_3N_4 螺旋放大器芯片。**(c)** 在815 nm光泵浦下，Si_3N_4 中钕的吸收带和发射带示意图。**(d)** 上图：未注入波导的扫描电子显微镜图像，叠加了波长为1090 nm时模拟得到的横电场TE_0 模式。下图：沿上图中A–A剖面标记线的归一化场强和模拟Nd浓度。

将钕$^{3+}$ 离子注入到预先制备的低压化学气相沉积低损耗 Si_3N_4 波导中（见图 1 (b)）。通过将光增益直接集成到成熟的光子平台中，这种方法为实现可扩展的片上光放大器和激光器提供了很有前景的途径；这些器件在 920 nm 和 1100nm 两个增益带工作（见图 1 (c)），与未来的量子系统相关。

II. 结果

厚度为 200 nm 的低压化学气相沉积（LPCVD）氮化硅波导经能量为 200 keV 的钕离子注入后，得到如图 1(d)所示的模拟离子分布。波导上覆盖了一层厚 500 nm 的电感耦合等离子体化学气相沉积（ICPCVD）氧化硅薄膜，并在氮气氛围中于1000 ℃下退火 1 小时（方法）。

我们首先介绍吸收光谱和发射光谱的测量结果，以及对 $^4F_{3/2}$ 能级寿命的测量。根据测得的寿命，给出了发射截面的上限。根据观测到的吸收光谱和发射光谱，下一节将介绍增益测量。根据观测到的增益，推导出发射截面，并估算辐射寿命。最后，展示了微环谐振器中的激光发射。

A. 光谱特性

通过波导的切回法（见方法）测得的传播损耗光谱在约 815 nm 和 900 nm 波长处有两个最大值，分别对应 Nd^{3+} 的 $^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}$ 和 $^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{3/2}$ 跃迁（图 2(a) 和 (f)）。

在 815 nm 波长处激发时获得的发射光谱在约 920 nm 和 1100 nm 波长处包含两个显著峰，分别对应 $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ 和 $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ 跃迁。在 1400 nm 处还观察到略高于噪声底的一些发射，这被归因于 $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ 跃迁。观测到的两个峰都较宽，920 nm 波长峰的半高全宽（FWHM）为 40 nm（10 THz），1100 nm 波长峰的半高全宽为 60 nm（15 THz）。这种较大的展宽与其他非晶基质中的情况相似（见讨论）。

$^4F_{3/2}$ 能级的寿命为 85 μs，比其他非晶基质中的更短。该寿命通过波导发出的光致发光的衰变进行测量（图 2(c)、(d)及方法）。在氧化铝中，$^4F_{3/2}$ 能级的寿命为 325 μs [10]。在磷酸盐玻璃中，其数值介于 300 μs 和 400 μs 之间 [23]。

我们假设 $^4F_{3/2}$ 态发生纯辐射衰减，并据此计算发射截面，即 $A = 1/\tau$。在这一假设下，可利用 F¨uchtbauer-Ladenburg 关系 [24]，根据以波长为单位测得的光谱功率 $\rho_f(\lambda_0)$（如图 2(b) 所示）推导出自发发射光的发射截面。

$$\sigma_e(\lambda_0) = A\frac{\lambda_0^4}{8\pi c_0 n^2}\rho_f(\lambda_0). \quad (1)$$

结果如图 2(e) 所示。

吸收截面根据传播损耗计算为 $\sigma_a(\lambda_0) = \alpha_{\mathrm{Nd}}(\lambda_0)/(\Gamma(\lambda_p)N_{\max})$，利用注入剂量和模拟的浓度分布计算与模式相互作用的离子数。结果也显示于图 2(e) 中。

B. 在920nm和1090nm波长下的光放大

为展示钕离子注入波导中的光放大效果，我们测量信号增强和传播损耗。

通过在光谱分析仪上比较有泵浦和无泵浦时的透射信号，测量信号增强（图3(c)）。针对920 nm和1090 nm的信号波长进行测量，这些波长接近峰值发射波长。为避免增益饱和，信号输入功率较低（小于10 μW）。采用波长为815 nm的泵浦光。信号光和泵浦光均以波导的基模TE模式传播。

在 920 nm 的信号波长下，3.2 cm 长的波导中观察到最高 4.5 dB 的信号增强，5.9 cm 长的波导中则最高可达 6.5 dB（图 3(a)）。该波长下的增益受传播损耗限制。传播损耗包括由钕离子吸收导致的 0.2 dB cm^{-1} 可饱和传播损耗，以及 0.7 dB cm^{-1}不可饱和散射损耗。从信号增强中扣除这两项损耗后得到增益：3.2 cm 长放大器的增益为 1.5 dB，5.9 cm 长放大器的增益为 0.5 dB。

由于损耗较小且信号增强较大，信号波长为 1090 nm 时测得的增益更高。3.2 cm 长波导中的峰值信号增强为 6.5 dB，5.9 cm 长波导中则为 9.6 dB（图 3(a)）。扣除 0.6 dB cm^{-1}的传播损耗后，这些放大器的增益分别为 4.6 dB 和 6.0 dB。

在波长为 1090 nm 处的一条 12.1 cm 长波导中，测得最大的信号增强值。该处测得的信号增强为 19.8 dB（图 3(b)）。

我们通过在泵浦功率恒定的条件下测量大信号的放大情况，确定了这台 3.2cm 长放大器的饱和功率（图 3(d)）。对数据进行 $g = g_{ss}/(1 + P/P_{\mathrm{sat}})$ 拟合后，得到增益降至其小信号值一半时的输入信号功率为$P_{\mathrm{sat}} = 1.85\mathrm{mW}$。

离子注入波导的传播损耗高于相同的未注入波导。我们使用同一晶圆上制备的另一块样品（制备方式相同，唯一区别是未进行离子注入），通过截断法测定了未受注入损伤的波导中的传播损耗。在两个信号波长下，测得的传播损耗均为 0.2 $dBcm^{-1}$。这低于注入波导测得的 0.6 $dBcm^{-1}$ 至 0.7 dB cm^{-1}。这表明离子注入会损伤波导，且高温退火未能完全修复这种损伤。这可能是因为在波导刻蚀完成后才进行高温退火步骤，从而导致较薄的波导发生变形（ [6]的补充说明 2）。

由测得的增益推得的发射截面小于假设纯辐射跃迁时计算出的发射截面。发射截面通过拟合增益的传播与速率方程模型（详见补充材料）确定：将发射截面作为唯一自由参数，拟合测量数据。两者吻合良好

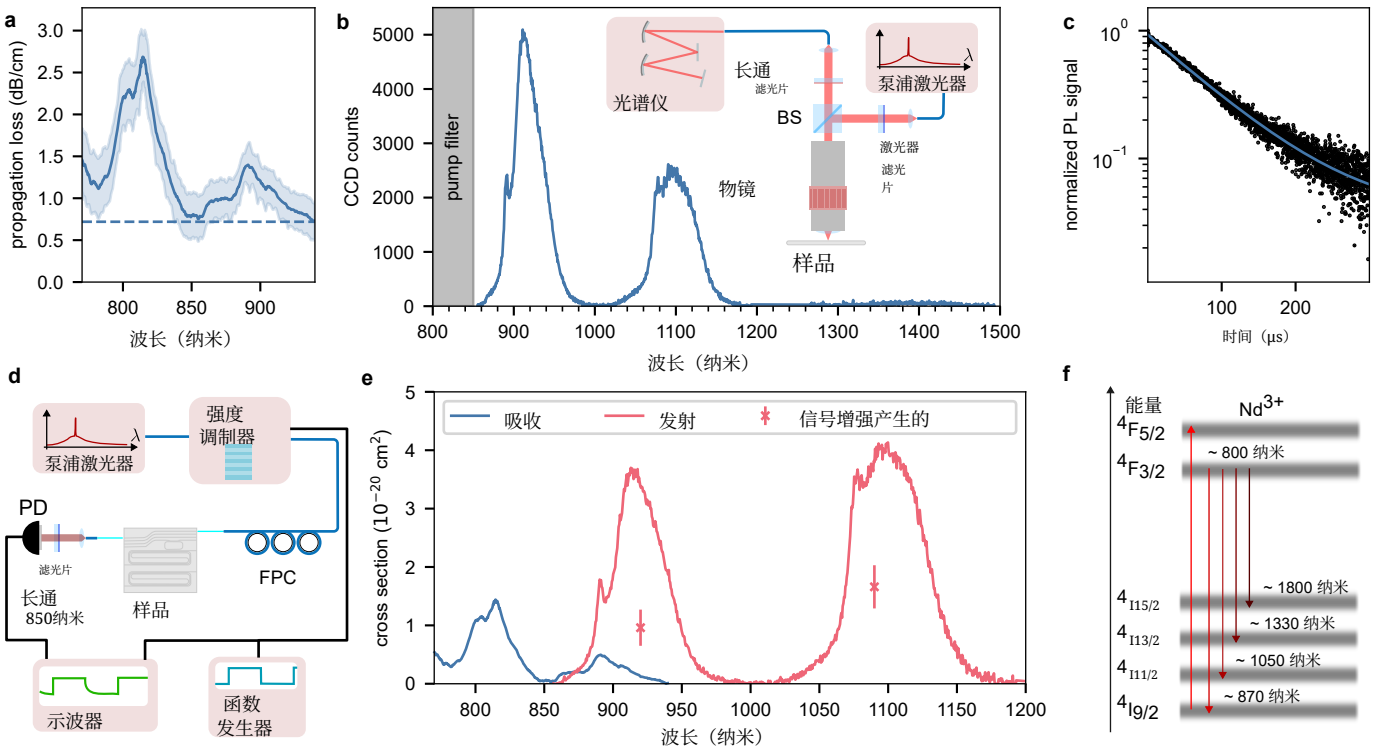

图 2. **(a)** 钕离子注入波导的传播损耗光谱 **(b)** 钕离子注入氮化硅的发射光谱。插图：用于测量光谱的共聚焦显微镜。BS：分束器 **(c)** 带背景的指数拟合光致发光衰减 **(d)** 光致发光衰减测量装置。FPC：光纤偏振控制器 **(e)** 氮化硅中 Nd^{3+} 的吸收与发射截面（见正文） **(f)** Nd^{3+} 的能级图及跃迁波长[22]

对于较短的 3.2 cm 波导，吻合良好；对于较长的 5.9 cm 波导，吻合较差。这可能是因为较宽且带有弯曲段的波导几何结构更复杂，模式约束较弱，而模型未考虑这一点。因此，我们采用通过拟合 3.2 cm 波导的信号增强确定的发射截面。所得发射截面在 920 nm 波长处为 1.0(3) $\times 10^{-20}$cm^2，在 1090 nm 波长处为 1.7(4) $\times 10^{-20}$ cm^2 （图 2(e)）。这些数值显著小于假设纯辐射跃迁时计算出的数值；后者在 920 nm 波长处为 3.4×10^{-20}cm^2，在 1090 nm 波长处为 3.8×10^{-20} cm^2。

与信号增强测量所确定的发射截面值最吻合的辐射寿命约为 250 µs。该辐射寿命是通过反向使用 F¨uchtbauer-Ladenburg 关系式（式 1）得到的，选择 τ 以匹配 σ_e的测量值。这与其他非晶基质（例如氧化铝，325 µs）中的数值相近。较大的非辐射衰减率可能是氮化硅作为基质材料时固有的特性，但也可能由团簇化引起，因为 3×10^{26}m^{-3}的峰值浓度接近不同掺钕玻璃中观察到浓度猝灭时的浓度 [25]。

后一种情况下，可以通过采用多种注入能量，在较低峰值浓度下实现相同的有效离子数，从而减少非辐射衰变。

C. 微环谐振器中的激光发射

我们展示了一种波长约为 1100 nm 的微环激光器。该器件由一个跑道型微环谐振器组成（图 4(f)），并与总线波导耦合。在泵浦波长处，TM0 模式需要临界耦合，而 TE0 模式则不需要。通过使用可调谐泵浦激光器测量总线波导的透射光谱，可以确定这一点。光纤马赫-曾德尔干涉仪用作频率参考（图 4(e)）。对于周长为 10 mm、且模式主要分布在氮化硅中的谐振器，其谐振峰的自由光谱范围与预期值一致，即 15 GHz。对于总线波导的 TM0 模式，在谐振处透射率几乎降至零，表明实现了临界耦合。因此，谐振器采用总线波导的 TM0 模式进行泵浦，尽管 TE0 模式与离子分布的重叠会更好。

我们观察到输出中也呈现阈值行为

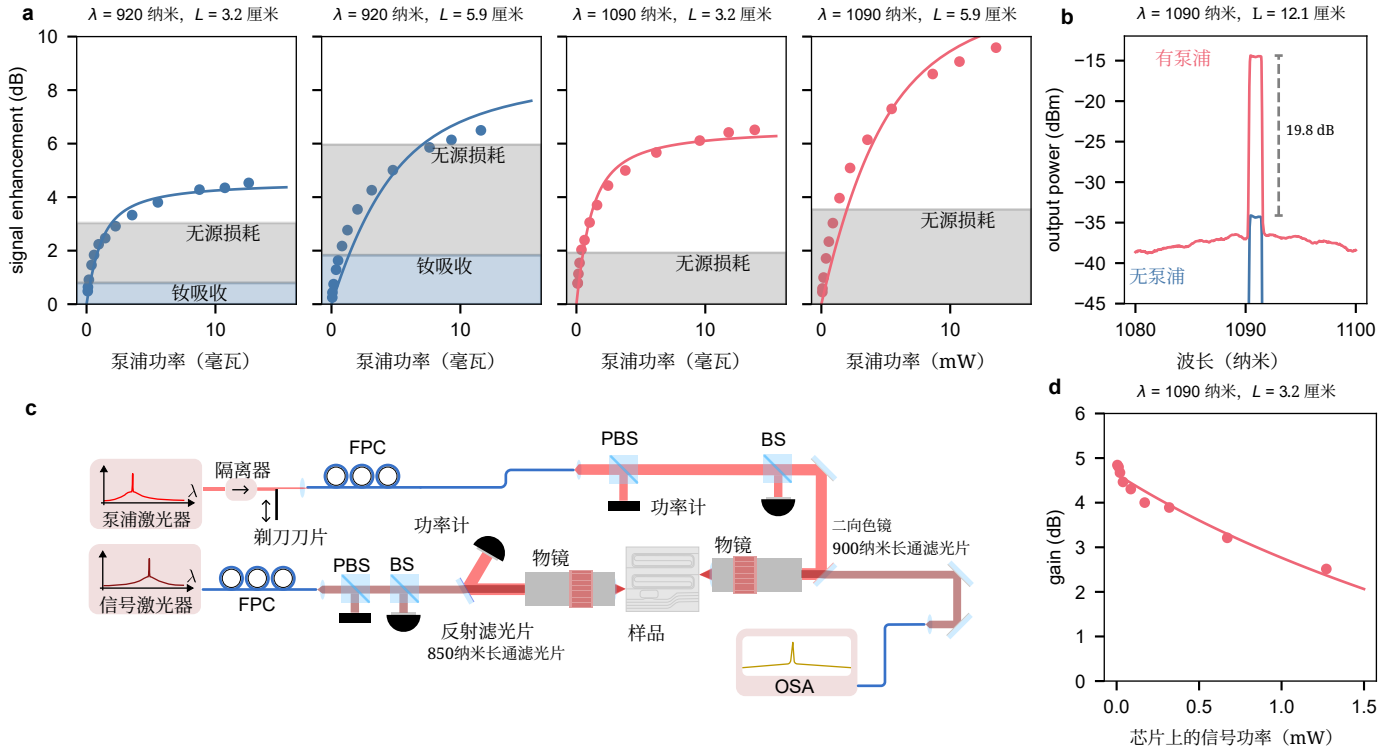

图3。（**a**）长度为3.2厘米和5.9厘米的放大器在不同泵浦功率下、针对两个发射波长920纳米和1090纳米的测得的信号增强，以及模型拟合 （**b**）长度为12.1厘米的波导在波长1090纳米处的信号增强 （**c**）信号增强测量装置。FPC：光纤偏振控制器；PBS：偏振分束器；BS：分束器；OSA：光谱分析仪。（**d**）泵浦功率为13.7毫瓦时的增益饱和测量。

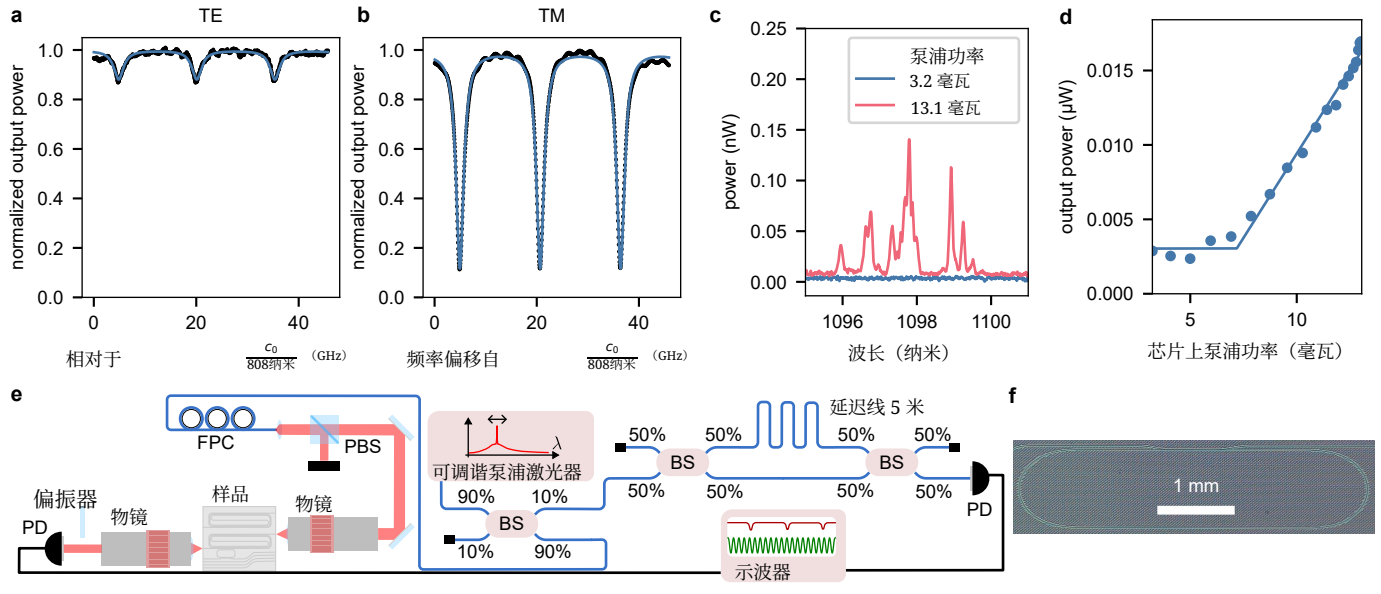

图4。（**a**）、（**b**）横电场和横磁场偏振光通过总线波导时的泵浦透射率 （**c**）总线波导在两种不同泵浦功率下输出的光谱 （**d**）不同泵浦功率下1095纳米至1101纳米光谱区域内的输出功率 （**e**）用于测量泵浦吸收和激光发射的装置。FPC：光纤偏振控制器；BS：光纤分束器；PBS：偏振分束器；PD：光电探测器 （**f**）欧拉弯曲微环谐振器和总线波导的显微镜图像。

功率和输出光谱。随着泵浦功率增加，可以观察到总线波导出射光的光谱发生变化：当泵浦功率低于 7 mW 的阈值泵浦功率时，可以观察到平滑的自发辐射光谱（如图 2(b) 所示）。当泵浦功率高于阈值时，光谱中会出现尖锐峰（图 4(c)）。在这些峰附近的光谱区域内，总输出功率也呈现出阈值行为（图 4(d)）。

输出光谱中的多个峰对应于微环谐振器激光发射的多个纵模。由于光谱分析仪的光学光谱分辨率有限，为 0.1 nm（在 1100 nm 波长处对应 25 GHz），因此无法在输出光谱中分辨出单个激光谐振峰。激光发射光谱中的间隔可能是由空间烧孔效应或与反向传播的激光发射模式相互作用造成的。

输出光谱中的尖锐谱线为 TE偏振。我们测量经偏振器透射后的输出光谱。当调整偏振器使其仅透射 TM偏振光时，只观察到平滑的放大自发辐射（ASE）背景。旋转偏振器使其仅透射 TE偏振光时，尖锐的激光线便会出现。

根据光谱、功率和输出偏振所呈现的阈值行为，我们得出结论：微环谐振器正在产生激光。

仅在 1100 nm 波长处观察到微环谐振器中的激光发射，在 920 nm 处则没有。这可能是由于增益较小，也可能受到可用模式与总线波导之间耦合的影响。

III. 讨论

观察到的光谱在结构上与其他非晶基质中的光谱相似，包括硅酸盐玻璃、磷酸盐玻璃以及氧化铝（图 5）。与这些基质不同，920 nm 处的发射强于 1100 nm 附近的发射。这种情况并不常见；在二氧化硅玻璃中，需要对共掺杂剂进行专门设计，才能实现显著的 900 nm 发射 [26]。此外，1060 nm 处几乎没有发射，发射峰已移至 1100 nm。

在波长为 920nm 处观测到的 10 THz 半峰全宽发射带宽，以及在波长为 1100 nm 处观测到的 15 THz 半峰全宽发射带宽，足够大，可以放大短脉冲。尤其是 1100 nm 附近平坦的发射谱线 profile 对此用途很有前景。

测得的上激光能级 $^4F_{3/2}$ 的寿命为 85μs，明显短于其他非晶态基质：在氧化铝中，寿命为 325 μs [10]，在磷酸盐玻璃中则为 300 μs 至 400 μs [23]。该数值与在溅射氮化硅中观察到的光致发光衰减的两个时间常数相当，后者无法用单一指数函数描述，分别为 50 μs 和 140 μs [12]，尽管也有报道称

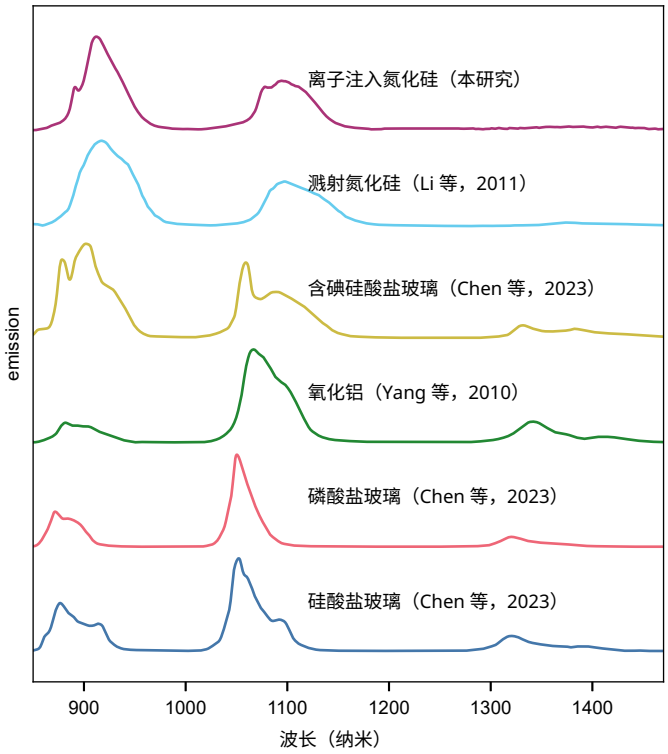

图 5. 不同非晶基质中铥$^{3+}$的发射光谱比较。其他基质的数据引自：Li 等， 2011 [12], Chen 等， 2023 [26], Yang 等，2010 [10]。

溅射氮化硅薄膜的光致发光寿命要短得多 [27]。根据测得的增益推导出的 250 μs 辐射寿命，与其他非晶基质中的辐射寿命更为接近。

尽管观察到了非辐射衰减，但实验仍展示了在 920 nm 波长下增益高达 1.5 dB、在 1090 nm 波长下增益高达 6.0 dB 的放大器。结果表明，1090 nm 波长下短放大器的饱和功率为 1.85 mW。放大器的增益和输出功率受单位长度增益、损耗、放大器长度以及可用片上泵浦功率的限制；这些放大器的片上泵浦功率仅达到 15 mW。单位长度增益仍有显著的提升空间，因为实验只进行了一次离子注入，导致光强与离子的重叠率仅为 10 %。多次离子注入可使其提升 3 [6] 倍。关于铒离子注入氮化硅的研究也表明，离子注入波导的损耗可以显著降低 [6]。在 12.1 cm 波导中实现的 19.8 dB 信号增强表明，较长的波导能够获得更高的增益。最后，优化边缘耦合器将有助于提高片上泵浦功率，从而进一步提升总增益。目前已有激光二极管可在所需泵浦波长下，以单一空间模式提供数百毫瓦功率。所有这些都表明，铥离子注入氮化硅

波导有望实现远高于本文所展示水平的增益和输出功率。

截至目前，微型谐振器中的基于钕的激光发射已在掺钕二氧化硅微球中得到展示 [13], ，而在氮化硅中仅展示了微盘谐振器中的受激发射[12]。本研究中展示的微环激光器表明，将Nd直接注入低压化学气相沉积氮化硅可提供克服激光发射所需传播损耗的必要增益。溅射Nd:SiNx微盘未能实现这一点。

IV. 结论

钕离子注入氮化硅在920 nm（带宽为10 THz）和1100 nm（带宽为15 THz）波长处具有两个宽发射带。在815 nm波长的光泵浦下，它在这些波长处提供增益，尽管我们根据共焦测量和波导增益测量推断存在显著的非辐射衰减。钕离子注入氮化硅中增益和激光发射的展示表明，可以在成熟的氮化硅纳米光子平台上集成工作于接近1.0 μm波长的稀土基增益，正如利用1.5 μm附近的掺铒氮化硅波导已经实现的那样。

该方法可将 920nm 和 1100nm 波长处的光增益集成到现有的超低损耗氮化硅平台中，为计量学、传感和量子技术领域的应用开辟了机遇。经过进一步优化，这些波导放大器有望实现工作于这两个波长的可调谐集成激光器，并利用成熟的氮化硅组件进行滤波、复用和分束。

V. 方法

A. 制备

光子集成电路采用 LIGENTEC 的 200 mm AN800平台制造，该平台基于低压化学气相沉积（低压化学气相沉积）氮化硅（Si_3N_4）。波导层叠结构由一层厚 800 nm 的 Si_3N_4 组成，其上覆盖一层额外的厚 200 nm 的 Si_3N_4 。两层氮化硅之间由 100 nm 厚的二氧化硅隔开。如图 1 所示，注入设计为将钕$^{3+}$ 离子限制在上方厚 200 nm 的层内，从而降低所需的注入能量，并因此限制注入引起的损伤 [6]。在波长为 1090 nm、920 nm 和 815 nm 时，基模 TE偏振模与离子分布的计算重叠率分别为 10%、12% 和 13%。有意省去了 AN800平台的标准二氧化硅上包层，以便在注入期间直接接触氮化硅表面。

制备完成后，通过隐形切割将掩模版分离，随后注入钕离子。采用单次钕离子注入步骤，以尽量减少对波导的注入引起的损伤。此外，还引入氧共掺杂，以促进 Nd^{3+} 离子的光学激活；此举基于先前关于含氧基质材料可增强稀土发光的报道 [28]。钕离子注入的能量为 200 keV，注量为 $1 \times 10^{15}\,\mathrm{cm}^{-2}$。

植入后，对样品进行了 500 nm 的 ICP-PCVD 二氧化硅沉积，以防止其在氮气氛围中于 $1000\,^{\circ}\mathrm{C}$ 热退火 1h 期间发生波导损伤。

B. 寿命测量

关闭 815 nm泵浦激光器后，通过硅光电探测器观测耦合至波导的光致发光衰变，测量 $^4F_{3/2}$ 能级的寿命（图 2(d)）。在收集光路中，使用 850 nm波长长通滤光片滤除泵浦光。激光器输出由声光调制器进行调制，其下降时间为 50 ns。光电探测器和跨阻放大器的带宽为 260 kHz，对应的下降时间为 4 μs，显著短于测得的寿命。使用示波器对多条衰变曲线取平均。使用带背景项的指数函数对数据进行拟合， $f(t) = Ae^{-t/\tau} + B$。

硅光电探测器在 920 nm 波长处的响应度为 60%，但在 1100 nm 波长处降至 15%。这意味着观测到的信号主要由 $^4\mathrm{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\mathrm{I}_{9/2}$ 跃迁的发射构成，而 $^4\mathrm{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\mathrm{I}_{11/2}$ 跃迁的发射大多被忽略。由于对于这两种跃迁，进入波导的自发发射量都与 $^4\mathrm{F}_{3/2}$ 态的布居数成正比，因此这不会影响测得的寿命。

C. 吸收光谱测量

采用脉冲宽带光源（SuperK EXTREME，NKT Photonics）和光谱分析仪，通过切回法测量传播损耗光谱。测量了长度为 3 cm 至 8 cm 的波导的透射率，并通过线性拟合提取各波长处的传播损耗。测量针对基模横磁（TM）模式进行。最低传播损耗为 0.7 dBcm^{-1}，将其视为背景损耗，例如由侧壁粗糙度引起的散射所致；超出部分则归因于 Nd^{3+} 离子的吸收。

D. 发射光谱测量

为避免波导中的再吸收和放大以及波长相关耦合损耗使发射光谱发生畸变，使用 815 nm泵浦激光器激发 Nd^{3+} 离子注入氮化硅薄膜，并通过共聚焦显微镜采集光谱（图 2(b)）。在激光器输出端使用短波通滤光片，滤除泵浦激光器在钕发射波长处的发射尾峰。薄膜发出的光耦合进入一根芯径为 50 μm 的多模光纤，并使用配备 InGaAs CCD相机的光栅光谱仪（Andor Kymera 328i 光谱仪）测定光谱。此外，还记录了商用 Nd:YAG 晶体的发射光谱。利用已知的 Nd:YAG 发射峰位置校准光谱仪的波长轴，并利用已知的相对强度校准光谱仪的强度响应。

E. 光增益测量

使用反向传播的信号光和泵浦光测量信号增强。为同时耦合信号光和泵浦光，采用显微物镜；这些物镜能够收集数值孔径以内、以任意波导模式发射的光（0.65）。所有耦合损耗均源于输入物镜处的模式失配，而收集端输出物镜处不会产生耦合损耗。由于泵浦光和信号光从相反两侧入射，因此可以调节物镜位置，以便分别为泵浦光和信号光实现最佳耦合输入效率。

随后通过切割回退测量确定输入端的耦合损耗。在泵浦波长处，采用足够低的光功率，以避免吸收达到饱和。

为确保偏振和功率受到控制，在传输泵浦光和信号光的单模光纤之后设置偏振器。在这些偏振器之后监测功率。使用光纤可确保激光器功率的变化不会影响光束的指向。

使用光谱分析仪确定透射信号功率，以区分宽带自发发射功率与信号功率。通过使用功率计测量物镜的输出功率，对在光谱分析仪上测得的功率进行校准。此外，还测量了物镜在所有相关波长下的透射率，并将其纳入考量。

对这段长为 12.1 厘米的波导进行测量时，针对最大信号增强进行了优化，且未采用偏振控制。此外，由于本次测量省略了单模光纤，因此无法确定耦合损耗。这与图 3(c) 所示的测量设置不同之处在于，泵浦光束省略了单模光纤和偏振器。

数据可用性

支持本研究结论的数据可根据合理请求从通讯作者处获取。

致谢

F. 资助

Arturo Fern´andez 获得 HORIZON EU-ROPE 玛丽·斯克沃多夫斯卡-居里行动计划（Microcomb-Sys, 101119968）的资助。本研究获得欧盟“地平线欧洲”研究与创新计划下欧洲研究委员会（ERC）LASIQ启动基金的支持，资助协议编号为 101078281。

G. 作者贡献

A.F.G. 和 K.V.G. 提出了这一构想。A.F.G. 设计了 Si_3N_4 晶圆掩模版，并对晶圆进行了后处理。A.F.G. 和 U.K. 完成了钕离子注入模拟。U.K. 实施了离子注入，R.H. 进行了数据分析。K.V.G.、J.H.、N.Z. 和 K.K. 设计并开展了实验、数据分析和模拟。A.F.G.、J.H. 和 K.V.G. 在所有合著者的意见基础上撰写了稿件。A.C.、B.K. 和 K.V.G. 负责监督该项目。

感谢 Maxime Delaey 和 Dirk Poelman 对样品进行退火，并感谢 Nicolas Le Thomas 提供泵浦激光器。

参考文献

[1] E. Snitzer。钡冕玻璃中 Nd^{3+} 的光学微波激射作用。 *Physical Review Letters* 7 12 444 446, , ( ): –。1961 10 1103 7 444 doi: 。/PhysRevLett。。[2] J. E. Geusic、H. M. Marcos 和 L. G. Van Uitert。掺 Nd 钇铝石榴石、钇镓石榴石和钆石榴石中的激光振荡。 *Applied Physics Letters*，4 (10)：182–184，1964 年。doi:10.1063/1.1753928。[3] E. Snitzer。玻璃激光器。 *Applied Optics* 5 10 1487 1499, , ( ): –。1966 10 1364 5 001487 doi: 。/AO。。[4] J. H. Campbell 和 T. I. Suratwala。用于高能量/高峰值功率激光器的钕掺杂磷酸盐玻璃。 *Journal of Non-Crystalline Solids* 263 264 318 341, 2000 , –: –。doi: 10.1016/S0022-3093(99)00645-6。[5] Yang Liu、Zheru Qiu、Xinru Ji、Anton Lukashchuk、Jijun He、Johann Riemensberger、Martin Hafermann、Rui Ning Wang、Junqiu Liu、Carsten Ronning 和 Tobias J. Kip- penberg。基于光子集成电路的掺铒放大器。 *Science*，376(6599)：1309–1313，2022 年。doi:10.1126/science.abo2631。[6] Xinru Ji、Xuan Yang、Yang Liu、Zheru Qiu、Grigory Li- hacev、Simone Bianconi、Jiale Sun、Andrey Voloshin、

Taegon Kim、Joseph C. Olson 和 Tobias J. Kippen- berg。超宽带、高功率掺铒集成激光器的晶圆级制造。 *Nature Communications* 17 3722, 2026 10 1038 41467 026 , : 。doi: 。/s--69787-1。[7] C. E. Osornio-Martinez、D. B. Bonneville、M. Dijkstra、A. R. do Nascimento Jr 和 S. M. Garc´ıa-Blanco。具有 24 dB 外部净增益的宽带封装型掺铒多晶 Al_2O_3 波导放大器。*Optics Express*, 33(14): 28985–28994, 2025 年 7 月。doi: 10.1364/OE.562635。[8]Neetesh Singh、Jan Lorenzen、Muharrem Kilinc、Kai Wang、Milan Sinobad、Henry Francis、Jose Carreira、Michael Geiselmann、Umit Demirbas、Mikhail Perga- ment、Sonia M. Garcia-Blanco 和 Franz X. K¨artner。基于硅光子功率放大器的低于 2 W 可调谐激光器。*Light: Science & Applications*, 14: 18, 2025 年。doi:10.1038/s41377-024-01681-1。[9] Nanxi Li、Emir Salih Magden、Zhan Su、Neetesh Singh、Alfonso Ruocco、Ming Xin、Matthew Byrd、Patrick T. Callahan、Jonathan D. B. Bradley、Christopher Baiocco、Diedrik Vermeulen 和 Michael R. Watts。硅芯片上的宽带 2-μm 发射：单片集成钬激光器。 *Optics Express*, 26: 2220–2230, 2018 年。doi: 10.1364/OE.26.002220。[10] J. Yang、K. van Dalfsen、K. W¨orhoff、F. Ay 和 M. Pollnau。 880 1060 1330 *Applied* nm、nm 和 *Physics B: Lasers and Optics* 101 119 127, 2010 nm 波长处的高增益 Al2O3:Nd3+ 通道波导放大器。, : –。doi: 10.1007/s00340-010-4001-2。[11] B. Jongebloed、C. E. Osornio-Martinez、K. Wang、M. Di- jkstra 和 S. M. Garc´ıa-Blanco。掺钕氧化铝波导放大器中的光纤到光纤增益。 *Optics Express* 34 3 4522 4534, 2026 10 1364 582572 , ( ): –。doi: 。/OE。。URL https://doi.org/10.1364/OE.582572。[12] Rui Li、Sel˙cuk Yerci、Sergei O. Kucheyev、Tony Van Bu- uren 和 Luca Dal Negro。掺钕 SiNx 中 1.1 μm 处的能量转移和受激发射动力学。*Optics Express*, 19(6): 5379, 2011 年 3 月。doi: 10.1364/OE.19.005379。[13] V. Sandoghdar、F. Treussart、J. Hare、V. Lef`evre-Seguin、J. M. Raimond 和 S. Haroche。极低阈值回音壁模式微球激光器。 *Physical Review A* 54 3 1777 1780, 1996 , ( ): R–R, 9 月。doi: 10.1103/PhysRevA.54.R1777。[14] Ashley J. Maker 和 Andrea M. Armani。集成于硅上的纳瓦级阈值氧化铝敏化钕激光器。 *Optics Express* 21 22 27238 27245, , ( ): –。2013 10 1364 21 027238 doi: 。/OE。。。URL https://doi. org/10.1364/OE.21.027238。[15] Dahn´ee Wojcik、Bjorn Jongebloed、Carlos Osornio- Mart´ınez 和 Sonia M Garc´ıa-Blanco。掺钕氧化铝太极谐振器中的激光发射。*European Conference on Integrated Optics*, 2023 年。[16]Yu Guo、Yubo Wang、Haoqi Zhao、Fengyan Yang、Guangcanlan Yang、Hao Xie 和 Hong X. Tang。采用主振荡器–功率放大器架构的微芯片 Nd:YAG 激光器。*Nature Photonics*, 2026 年。doi: 10.1038/s41566-026-01984-2。URL https://doi.org/10.1038/s41566-026-01984-2。[17]David J. Christle、Paul V. Klimov、Charles F. De Las Casas、Kriszti´an Sz´asz、Viktor Iv´ady、Val- das Jokubavicius、Jawad Ul Hassan、Mikael Syv¨aj¨arvi、William F. Koehl

, Takeshi Ohshima , Nguyen T. Son ,

Erik Janz´en、 ´Ad´am Gali 和 David D. Awschalom。《具有高保真红外自旋—光子接口的 SiC 中孤立自旋量子比特》。*Physical Review X*, 7 (2):021046, 2017年6月。doi:10.1103/PhysRevX.7.021046。[18] Ady Arie 和 Robert L. Byer。将 1064 nm 钕掺杂钇铝石榴石激光器的频率稳定到碘的多普勒展宽谱线。 *Applied Optics*, 32(36):7382–7386, 1993年。doi: 10.1364/AO.32.007382。[19] Pavel Loiko、Laura Agazzi、Cristine C. Kores、Mein- dert Dijkstra、Dimitri Geskus 和 Markus Pollnau。Al2O3:Yb3+ 中协同上转换的定量分析。*Optical Materials*, 162:116798, 2025年。doi: 10.1016/j.optmat.2025.116798。[20] G. N. van den Hoven、J. A. van der Elsken、A. Polman、C. van Dam、K. W. M. van Uffelen 和 M. K. Smit。Al2O3 波导中 Er3+ 的吸收和发射截面。*Applied Optics*, 36:3338–3341, 1997年。doi: 10.1364/AO.36.003338。[21] J. Yang、K. Van Gasse、D. M. Lukin、M. A. Guidry、G. H. Ahn、A. D. White 和 J. Vu˘ckovi´c。钛宝石—绝缘体上集成激光器和放大器。 *Nature*, 630: 853–859, 2024年。doi:10.1038/s41586-024-07457-2。[22] G. H. Dieke 和 H. M. Crosswhite。《双电离和三电离稀土元素的光谱》。*Applied Optics*, 2 7 675, 1963年 10 1364 2 000675 ( ): . doi: . /AO. . . [23] M.J. Weber、R.A. Saroyan 和 R.C. Ropp。偏磷酸盐玻璃中 Nd 3+ *Journal of Non-Crystalline Solids* 44 1 137 148, 1981 的光学性质。 , ( ): – 5 月。doi: 10.1016/0022-3093(81)90138-1。[24] Marc Eichhorn 和 Markus Pollnau。《激光的光谱学基础：向谐振腔模式的自发发射》。 *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 21 1 486 501, 2015 , ( ): –1月。doi: 10.1109/JSTQE.2014.2361783。[25] S. E. Stokowski、L. Cook、H. Mueller 和 M. J. Weber。钕掺杂玻璃中的浓度猝灭。*Journal of Luminescenc* 31 823 826, 1984 , : – 。[26] Yinggang Chen、Zhiquan Lin、Hongtao Sun、Yafei Wang、Hehe Dong、Meng Wang、Lei Zhang、Guoping Dong、Xi- aofeng Liu、Fei Yu、Shikai Wang、Chunlei Yu 和 Lili Hu。Nd^{3+} 掺杂光纤中 ∼900 nm 的高功率激光发射：增强荧光的直接配位工程方法。 *Optica*, 10(7):905, 2023年7月。doi: 10.1364/OPTICA.494868。[27]Parastesh Pirasteh、Jo¨el Charrier、Yannick Dumeige、Jean-Louis Doualan、Patrice Camy、Olivier Debieu、Chuan-hui Liang、Larysa Khomenkova、Jonathan Lemaitre、Yann G. Boucher 和 Fabrice Gourbilleau。钕掺杂富硅二氧化硅和富硅氮化硅波导的导波光致发光研究。*Journal of Applied Physics*, 114(1):014906, 2013年7月。doi:10.1063/1.4812470。[28] A Kenyon。用于光电子学的稀土掺杂材料的最新发展。 *Progress in Quantum Electronics* 26 4 5 225 284, 2002 10 1016 0079 , (-): –。doi: . /S - 6727(02)00014-9。[29] Philippe C Becker 、 N Anders Olsson 和 Jay R Simpson。*Erbium-doped fiber amplifiers*。Elsevier，1999年。

VI. 附录

A. 放大器模型

这里介绍我们用于波导放大器的模型。对于每个光频率，我们仅考虑波导所支持的电磁场单一横向模式（在实验中使用 TE0 模式），并用沿该空间模式传播的光谱功率在频域中描述光。波导中的电磁场模式根据制备的波导几何结构，通过有限差分本征模求解器计算得到。随后，强度分布由坡印廷矢量的 z 分量给出，$I(x,\ y) = \frac{1}{2}\mathrm{Re}(\vec{E}(x,\ y) \times \vec{H}(x,\ y)^*)_z$。利用该强度分布计算离子与光之间的相互作用。对于波导中某一位置处的光谱功率 $P(\nu)$，光谱强度表示为$\tilde{P}(\nu) = \int \tilde{I}(\nu,\ x,\ y)\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y$。

离子的模型如下：基态$^4I_{9/2}$ 中的离子吸收波长约为 800 nm 的光子后，会跃迁至寿命很短的 $^4F_{5/2}$ 态，并从那里迅速衰变至寿命较长的 $^4F_{3/2}$态。吸收波长约为 900 nm 的光后，离子会直接跃迁至寿命较长的 $^4F_{3/2}$ 态。随后，离子可以通过自发发射或受激发射，或者通过非辐射衰减，衰变至四个能级 $^4I_{15/2}$、$^4I_{13/2}$、$^4I_{11/2}$和 $^4I_{9/2}$ 中的任意一个。模型中不包括短寿命能级的布居数。仅跟踪基态 $^4I_{9/2}$ 和寿命较长的上激光能级 $^4F_{3/2}$ 的布居数。对于基态 $^4I_{9/2}$，模型仅考虑吸收；对于激光能级 $^4F_{3/2}$，模型仅考虑发射。

在这些假设下，沿波导的光传播由所选模式中光谱功率沿波导变化率的方程描述。该方程包含以下项（此处针对正向传播模式给出；对于反向传播模式，符号取反）：

- 与钕吸收无关的传播损耗 与钕吸收相关的传播损耗始终相同，与功率无关，$-\alpha_0(\nu)P(\nu)$.
- 基态钕离子的吸收，$-\Gamma(\nu)\sigma_a(\nu)N_1P(\nu)$。波导中基态离子的峰值浓度 N_1与离子的吸收截面 $\sigma_a(\nu)$的乘积，给出了在基态离子浓度处处均为 N_1的介质中光的衰减系数。由于离子集中在波导的一部分区域，实际衰减系数的绝对值较小，这通过离子分布与光强的重叠因子 $\Gamma(\nu)$加以考虑。该重叠因子定义为

$$\Gamma(\nu) = \frac{\int I(x,y)N_{\mathrm{Nd}}(x,y)\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y}{PN_{\max}} \tag{2}$$

- 激发态钕离子产生的受激发射，$\Gamma(\nu)\sigma_e(\nu)N_1P(\nu)$。该项与吸收项完全对应，但激发态浓度与发射截面的乘积给出增益系数。重叠因子的定义方式相同。

- Nd离子的自发辐射：激发态衰变时，光自发耦合进入波导模式，从而沿波导增加光谱功率，其速率为 $\Gamma(\nu)\sigma_e(\nu)$ $N_2h\nu$ [29]。

基态 N_1 和激发态 N_2 中的离子浓度由离子所在位置处的光强决定，具体通过包含以下各项的速率方程确定：

- 吸收速率：$\int \sigma_a(\nu)\phi(\nu)\,\mathrm{d}\nu$
- 受激发射速率：$\int \sigma_e(\nu)\phi(\nu)\,\mathrm{d}\nu$
- 自发发射和非辐射衰变速率：$\frac{1}{\tau}$ –

这些速率取决于光谱光子通量 $\phi(\nu) = P(\nu)/(A(\nu)h\nu)$。原则上，强度会在离子分布范围内发生变化，但我们采用离子处的平均强度，即定义有效面积 A，使得 P/A 等于按离子分布加权的模式强度平均值。

综合上述各项，考虑任意频率的光向前和向后传播时，完整的传播方程组为

$$\pm\frac{\mathrm{d}\tilde{P}_{\pm}(\nu)}{\mathrm{d}z} = -\alpha_0(\nu)\tilde{P}_{\pm}(\nu) \tag{3}$$

$$- \Gamma(\nu)\sigma_a(\nu)N_1\tilde{P}_{\pm}(\nu) \tag{4}$$

$$+ \Gamma(\nu)\sigma_e(\nu)N_2\tilde{P}_{\pm}(\nu) \tag{5}$$

$$+ \Gamma(\nu)\sigma_e(\nu)N_2 h\nu \tag{6}$$

and

$$\frac{\mathrm{d}N_1}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{\tau}N_2 + \int(\sigma_e N_2 - \sigma_a N_1)\tilde{\phi}(\nu)\,\mathrm{d}\nu \tag{7}$$

$$\frac{\mathrm{d}N_2}{\mathrm{d}t} = -\frac{\mathrm{d}N_1}{\mathrm{d}t} \tag{8}$$

$$N_1 + N_2 = N_{\max} \tag{9}$$

在稳态下求解 $\mathrm{d}N_1/\mathrm{d}t = 0$

$$N_1 = N_{\max}\frac{1/\tau + \int\sigma_e(\nu)\tilde{\phi}(\nu)\,\mathrm{d}\nu}{1/\tau + \int(\sigma_e(\nu)+\sigma_a(\nu))\tilde{\phi}(\nu)\,\mathrm{d}\nu} \tag{10}$$

˜在单色反向传播泵浦光和信号光的简单情况下，即 $\phi_+(\nu) = \phi(\nu_s)\delta(\nu-\nu_s)$ 且˜$\phi_-(\nu) = \phi(\nu_p)\delta(\nu-\nu_p)$，其中 $\phi(\nu) = P(\nu)/(h\nu A(\nu))$，并忽略自发辐射，可得以下方程：

$$\frac{\mathrm{d}P_+(\nu_p)}{\mathrm{d}z} = (-\alpha_0(\nu_p) - \Gamma(\nu_p)\sigma_a(\nu_p)N_1 + \Gamma(\nu_p)\sigma_e(\nu_p)N_2)P_+(\nu_p) \tag{11}$$

$$\frac{\mathrm{d}P_-(\nu_s)}{\mathrm{d}z} = -(-\alpha_0(\nu_s) - \Gamma(\nu_s)\sigma_a(\nu_s)N_1 + \Gamma(\nu_s)\sigma_e(\nu_s)N_2)P_-(\nu_s) \tag{12}$$

$$N_1 = N_{\max}\frac{1/\tau + \sigma_e(\nu_p)\phi(\nu_p) + \sigma_e(\nu_s)\phi(\nu_s)}{1/\tau + \sigma_e(\nu_p)\phi(\nu_p) + \sigma_e(\nu_s)\phi(\nu_s) + \sigma_a(\nu_p)\phi(\nu_p) + \sigma_a(\nu_s)\phi(\nu_s)} \tag{13}$$

对于长度为 L 、芯片上泵浦功率和信号功率分别为 $P_{p、0}$ 和 $P_{s、0}$ 的放大器，在初始条件为 $P_+(\nu_p)|_{z=0} = P_{p,0}$ 和 $P_+(\nu_s)|_{z=L} = P_{s,0}$ 时，可通过数值方法求解由此得到的边值问题。

模型未考虑的两个方面是：离子吸收光谱和发射光谱中的非均匀性（若其未被离子间的交叉弛豫所掩盖），以及激发态吸收。