硅氮化硅纳米光子波导中由钛宝石激光器驱动的可见光倍频程频率梳

ABDULLAH ALABBADI[1,2,3,*]、EWAN ALLAN[4]、HANNA OSTAPENKO[4]、PABLO CASTRO-MARÍN[4]、DERRYCK T. REID[4] 和 PASCAL DEL'HAYE[1,2,*]

[1]马克斯·普朗克光科学研究所，91058 埃朗根，德国。[2]德国埃朗根-纽伦堡弗里德里希-亚历山大大学物理系，91058 埃朗根，德国。[3]亚历山大大学理学院物理系，穆哈兰贝克，21511 亚历山大，埃及[4]赫瑞-瓦特大学工程与物理科学学院光子学与量子科学研究所，爱丁堡，EH14 4AS。*abdullah.alabbadi@mpl.mpg.de*pascal.delhaye@mpl.mpg.de

摘要：

非线性纳米光子波导为精密计量、光谱学和天文学中的紧凑型频率梳开辟了道路，但在CMOS 兼容平台上实现覆盖可见光的宽带频率梳仍面临挑战。氮化硅易于获得，且在可见光范围内损耗低，但大多数演示依赖电信波段泵浦和厚应力管理薄膜；此时，可见光色散波与泵浦光之间较大的光谱间隙会提高孤子阶数，并增加高效转换所需的功率。在此，我们展示了将泵浦波长移近可见光的另一种方案。我们以无裂纹的 400纳米氮化硅薄膜为基础，采用空气包层纳米光子波导实施色散工程；其增强的几何色散在钛宝石调谐范围内形成反常色散窗口。随后，飞秒钛宝石脉冲驱动产生从可见光到近红外的倍频程跨度频率梳；在脉冲能量仅为数十皮焦的情况下，可通过光刻调节波导宽度来控制可见光边缘和整体带宽。空气包层几何结构还带来强烈的偏振相关色散，使同一器件能够在全正常色散与孤子主导展宽之间切换，并可由紧凑型二极管泵浦钛宝石振荡器直接驱动，在 1 GHz 重复频率下支持倍频程跨度频率梳。这些成果表明，空气包层氮化硅纳米光子波导可作为新兴短波长集成增益平台与全集成可见光频率梳引擎之间的高效接口。

集成非线性光子学已发展到这样的阶段：超快激光器和非线性光学曾经局限于庞大的光学器件和米级光纤，如今却能通过光刻技术在芯片上构造出来。在 CMOS-兼容平台中，氮化硅（氮化硅）尤为突出，它兼具较大的克尔非线性、延伸至可见光范围的低线性损耗、较低的双光子吸收，以及与工业代工厂兼容的制造工艺[1,2]。氮化硅与二氧化硅之间较高的折射率反差，使亚微米芯层能够实现紧密的光学限制，从而提高有效非线性；另一方面，精确的光刻尺寸控制能够以纳米级精度调控色散和模式限制[3,4]。高非线性与光刻调控色散相结合，使氮化硅成为芯片级频率梳和超连续谱生成的理想候选材料[5]。

宽带可见光超连续谱和频率梳在科学与工业领域有广泛应用。它们是大气污染物传感[6], 、集成式可见光生物传感和神经光子学[7], 、量子与非线性光谱学[8], 以及芯片式光学相干层析成像[9,10]的基础。在天体光子学中，具有宽范围和/或灵活 GHz 级模式间隔的可见光频率梳，对于系外行星搜索中的超高精度视向速度测量和高分辨率光谱仪校准至关重要[11–14]。对于许多此类应用，尤其是光学频率计量和天体光子学，倍频程带宽尤为重要，因为它可以通过 f-2f 方案实现自参考，简化载波包络偏移稳定，并直接关联可见光和近红外波段中相距甚远的光学跃迁[15,16]。因此，在兼容互补金属氧化物半导体的芯片上实现可见光至近红外的倍频程覆盖，在技术和科学层面都极具吸引力。

非线性波导中的超连续谱生成动力学，受克尔非线性与色散分布之间微妙相互作用的支配[17]。在时域中，高峰值功率脉冲会积累非线性相位 $\phi_{NL(t)} = \gamma P(t) L_{eff}$，从而产生自相位调制（SPM），生成新的频率并使脉冲产生正啁啾。在全正常色散条件（$\beta_2 > 0$）下，自相位调制和群速度色散（GVD）产生同号啁啾，因此脉冲在时间上展宽，峰值功率则随着光谱展宽而降低。这种工作状态可产生平坦且高度相干的光谱，并可压缩为少周期脉冲，但通常需要相对较高的脉冲能量和适度的正常色散，才能维持较大的展宽[18–20]。 相比之下，当泵浦光处于反常色散区（$\beta_2 < 0$）时，色散会产生负啁啾，而自相位调制仍会产生正啁啾。这两种作用相互竞争，引发孤子动力学：高阶孤子自压缩至极高峰值功率[21–23] ，并裂变为基阶孤子；在高阶色散的作用下，这些基阶孤子会将辐射相位匹配至正常色散波段中的色散波（DW）。这些色散波继承了泵浦光的相干性和梳状结构，其波长决定了连续谱的短波和长波边缘[24]。因此，要高效地产生相干倍频程光谱，既需要足够强的非线性，也需要合适的色散分布，以支持泵浦光处的亮孤子和覆盖目标波段的相位匹配色散波。

在氮化硅上以较短泵浦波长实现此类孤子驱动动力学和色散波产生，存在根本性挑战。低于 ~1.3 μm 时，氮化硅和二氧化硅的材料色散都呈强正常色散，因此，上下均包覆二氧化硅的埋入式氮化硅波导通常在整个可见光和近红外范围内都表现为全正常群速度色散。这种工作区间非常适合实现相干平坦展宽[20] ，但在低脉冲能量下难以高效获得极宽带宽。因此，集成氮化硅超连续谱光源主要采用电信波长泵浦[10,25], ，因为此处材料色散较弱，并且采用厚度超过无裂纹极限的氮化硅层即可获得反常群速度色散

~400 nm[26]。这又需要采用复杂策略来缓解厚膜中的高拉伸应力和开裂问题，包括应力释放沟槽、大马士革式沟槽填充和多层沉积，[26–30] 这些做法限制了工艺的可及性，也增加了大规模集成的难度。在氮化硅中，电信波段泵浦已成功用于实现跨倍频程和中红外扩展[24,31],，但它并非产生宽带可见光的高效起点。色散波向可见光发射时，必须跨越宽广的正常色散区间，并与孤子保持较大的频率间隔，这会提高实现强光谱重叠和高效可见光传输所需的孤子阶数和峰值功率。因此，即使总带宽很大，电信波段泵浦产生的光谱若延伸至可见光，其可见光谱密度通常仍相对较低。

将泵浦波长移近可见光区域，提供了一条本质上不同的途径。在更短的泵浦波长 λ 下，泵浦光与目标可见光色散波之间的光谱间隔和群速度失配都会减小，从而降低相位失配势垒，并放宽对高阶色散工程的要求[32,33]。此外，集成波导的非线性参数 γ 随波长按如下关系缩放：$\gamma(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_2}{A_{eff}(\lambda)}$，其中 n_2 为克尔系数，A_{eff} 为有效模场面积。对于高折射率对比度条形波导，全矢量仿真表明，强约束条件下的有效模场面积最优值随波长的平方减小[34]，，因此最优非线性参数可近似为：

$$\gamma(\lambda)_{opt} \propto \frac{n_2}{\lambda^3} (n_{\text{core}} + n_{\text{clad}})^{1.2} (n_{\text{core}} - n_{\text{clad}})^{0.8},$$

其中，n_{core} 和 n_{clad} 分别为波导芯层和包层的折射率。因此，较短的波长和较高的折射率反差都能在更小的芯层中实现更强的约束，显著提升 γ。氮化硅的克尔系数为 $n_2 \approx 2.45 \times 10^{-19}$ m^2/W，约为二氧化硅的十倍[35]；在短波长下，若与亚微米芯层中的紧密模场约束相结合，非线性参数 γ 在 800 nm 波长处可达到 ~10 W/m，比高非线性光纤中的非线性参数大三个数量级[36]。因此，只要能够实现反常群速度色散，在 800 nm 而非 1.55 μm 波长下泵浦，超连续谱生成等非线性过程本质上会更加高效。

钛宝石激光器特别适合利用这一工作区间。其增益带宽极宽，覆盖约 650 nm 至 1050 nm，可支持亚10飞秒脉冲和宽范围调谐。因此，数十年来，它们一直是超快科学以及可见光—近红外频率梳领域的主力光源[16]。近年来，钛蓝宝石光子集成领域的突破已将这种性能推进至芯片级[37–39]。光子电路集成的钛蓝宝石激光器和放大器展现出从 ~700 nm 到 1000 nm 的宽范围调谐能力，并能实现超低阈值激光输出和千瓦级脉冲，脉冲能量达到 ~2 nJ，且由紧凑型绿光二极管直接泵浦。 这些进展有力地推动了混合集成架构的发展：将集成钛蓝宝石增益芯片垂直或横向耦合至非线性、兼容互补金属氧化物半导体的氮化硅波导[39,40]，把近红外输出转换为跨倍频程可见光至红外频率梳。这种方案将钛蓝宝石增益的宽范围调谐能力和优良脉冲质量，与氮化硅的色散工程和强克尔非线性相结合，从而实现全集成、二极管泵浦的可见光频率梳引擎[41]。

标准氮化硅平台面临的主要障碍是色散。在 800 nm 到 850 nm 之间的光谱窗口内，氮化硅和二氧化硅的材料色散都呈现强烈的正常色散，而埋

氮化硅波导即使在亚波长横截面下仍处于全正常色散区。图1直接突出了这一挑战。在图1(a)中，我们展示了目标非线性动力学：在反常色散区中激发的高阶孤子发生呼吸并自压缩，在泵浦光两侧的正常色散区辐射双重色散波，从而为可见光和近红外频率梳提供种子[17]。图1(b)展示了基于无裂纹 400 nm 低压化学气相沉积氮化硅薄膜制备、并以二氧化硅包层的埋置氮化硅波导的准横电群速度色散-。在这种几何结构中，芯层和包层的强正常材料色散占据主导地位，对于所考察的所有芯层宽度，总群速度色散在 825 nm 的钛蓝宝石泵浦波长处仍为正常色散。虚线曲线表示氮化硅和二氧化硅的材料色散，突出显示二者在低于 ~1.2 μm 时均呈正常色散。相比之下，图1(c)展示了相同芯层的准横电群速度色散，但其顶部和侧面未设置包层，而是与空气接触。氮化硅3氮化硅 ($n \approx 2.0$) 与空气 ($n = 1$) 之间增大的折射率反差带来了更强的模式限制和显著增强的几何色散，从而抵消并最终克服材料的正常色散贡献。当芯层宽度介于 0.55 μm 和 0.8 μm 之间时，总色散在约 825 nm 处进入反常色散区，并呈现出两个位于可见光和近红外区域的零色散波长。

这种色散调控能力，类似于二十年前微结构空气-二氧化硅光纤所实现的效果：引入空气提高了限制能力，使总色散在 800 nm 附近呈反常色散，并实现了首批钛蓝宝石泵浦超连续谱[42]，后来也在悬空波导中进行了研究[43,44]，；不同之处在于，这里的所有结构都通过标准光刻在芯片上制备。图 1(b,c) 中的有限元仿真表明，对 CMOS 代工厂制备的氮化硅薄膜简单地采用空气包层，就足以在钛宝石激光器的整个调谐范围内，开启一个约从 650 nm 到 1050 nm 可调的反常色散窗口。在这种具有两个零色散波长的色散分布中，超连续谱展宽范围主要取决于正常色散区域内短波长和长波长色散波的位置。它们的中心频率由孤子与线性波之间的相位匹配决定[45]：

$$\Delta\beta(\omega_{\mathrm{DW}}) = \beta(\omega_{\mathrm{DW}}) - \beta(\omega_s) - \frac{\omega_{\mathrm{DW}} - \omega_s}{v_g} - \frac{\gamma P_s}{2},$$

其中 $\beta(\omega)$ 为传播常数，ω_s 和 ω_{DW} 分别为孤子和色散波的角频率，v_g为孤子群速度，P_s 为其峰值功率。色散波的波长位于相位失配 $\Delta\beta$ 的零点处。图2(a)显示了我们的空气包层波导中$\Delta\beta$ 随波长和芯层宽度的变化情况；这里假设准横电模式下的孤子中心波长为 825 nm，脉冲能量为 150 pJ。出现了两个不同的相位匹配点：随着芯层宽度从 0.55 μm 增至 0.8 μm，可见光色散波可在 512 nm 至 684 nm 范围内调谐，近红外色散波则可在 1164 nm 至 1354 nm 范围内调谐。与通信波长泵浦平台相比，825 nm 孤子与可见光色散波之间的光谱间隔有所缩小，这一点在这些曲线中显而易见，并直接反映了在更接近可见光的波长处进行泵浦时，相位失配势垒有所降低。

我们通过向空气包层氮化硅波导中注入中心波长为 825 nm、重复频率为 80 MHz 的锁模钛蓝宝石激光器的光，实验验证了这一点；该激光器产生的脉冲宽度为 130 fs。波导采用减法式电子束光刻工艺，制备于市售、无裂纹的 400 nm 低压化学气相沉积氮化硅薄膜上，该薄膜沉积在热氧化硅上。旋涂 ma-N 2400 光刻胶后，进行图形化和显影，再采用 CHF_3/O_2反应离子刻蚀对氮化硅进行刻蚀。去胶并清洗后，将芯片劈裂以形成边缘耦合端面。扫描电子显微镜（SEM）图像［图 2(d–f)］证实，制成的波导具有近乎垂直的侧壁和较低的粗糙度。我们将非线性区段限制在 7 mm

均匀、空气包层波导的范围内，以避免耦合器区域产生额外的色散和非线性。采用截断法测得 825 nm 处的传输损耗为 ~3.6 dB/cm。使用数值孔径为 0.6 的非球面透镜时，每个端面的耦合损耗约为 8 dB，主要源于自由空间高斯光束与强约束准 TE 波导模式之间的模式失配。

图 2(b) 展示了一组空气包层波导的实测输出光谱，这些波导的芯层宽度介于 0.55 μm 和 0.8 μm 之间，并以准 TE 模式泵浦，耦合脉冲能量为 150 pJ。所有情况下，我们都观察到双重色散波，其中心波长随芯层宽度单调变化，与图 2(a) 的相位匹配曲线高度吻合。对于最窄的 0.55 μm 宽波导，30 dB 光谱跨度为 490 nm 至 1088 nm；而对于 0.8 μm 宽波导，跨度为 583 nm 至 1331 nm。随着宽度增加，短波长端和长波长端均发生红移，如虚线箭头所示，这与相位匹配条件一致。图 2(c) 比较了芯层宽度分别为 0.6 μm 和 0.75 μm 的中间尺寸波导的光谱，其 30 dB 光谱跨度分别为 493 nm 至 1176 nm 和 554 nm 至 1316 nm，均远超一个完整倍频程。因此，通过调节单一几何自由度，我们实现了可见光色散波的连续可调，同时保持了延伸至近红外的倍频程跨度覆盖范围。图 2(g) 展示了这种可调性的直观表现。图中，我们从上方拍摄波导散射出的可见光，而不可见的钛蓝宝石泵浦光从左侧耦入。随着芯片上芯层宽度的变化，散射光的颜色也随之改变，直接呈现出可调谐的可见光色散波。对于每个器件，标示的波长对应于在其产生阈值附近测得的可见光色散波峰值。图 2 中的数据证实，空气包层氮化硅波导在 825 nm 波长、由中等能量的钛蓝宝石脉冲驱动时，能够实现高效且宽范围可调的可见光梳状谱产生；同时，通过分析相位匹配，可以准确预测色散波位置和带宽。

空气包层几何结构的一项关键优势是具有很强的偏振相关色散，因此只需旋转输入偏振，同一物理波导便可工作在全正常色散区或反常色散区。导模所处的包层环境高度不对称：下方为二氧化硅（n ≈ 1.45），上方及两侧为空气（n = 1.0）。因此，准TE模和准TM模对芯层与包层的取样方式不同，呈现出显著不同的色散分布。图 3(a) 展示了在空气包层波导中耦合能量为 150 pJ 时，两种偏振态对应的实测近饱和光谱；该波导宽 0.7 μm，同时还展示了各模式的计算群速度色散。825 nm 处的准 TE 模位于两个零色散波长之间的反常色散区，而准 TM 模在所有宽度下均保持在全正常色散区。相应地，准 TE 光谱的 30 dB 带宽达 742 nm，呈现出与双重色散波相关的典型两步结构；准 TM 光谱则仅展宽至 159 nm，并在泵浦光附近保持近乎对称。

图3(b)和3(c)分别展示了准横电模式和准TM模的输出光谱随脉冲能量增加而演变的情况。在低能量下（< 20 pJ），两种偏振态的展宽程度相近且较为有限，主要由较弱的自相位调制（SPM）主导，这与有限的非线性相位积累相符。随着能量增加，明显的不对称性开始显现。在准TM模中，光谱缓慢且对称地展宽，这表明处于全正常色散状态，此时自相位调制和群速度色散（GVD）的作用方向相同。相比之下，当孤子阶数超过1时，准横电模式的带宽迅速增大；由于可见光和近红外色散波在略有差异的阈值处被激发，光谱中出现两个清晰的阶跃，图3(b)中的30 dB带宽插图对此作了突出显示。值得注意的是，准横电模式在能量仅为~35 pJ时，带宽就已达到159纳米宽带宽，而准TM模

需要达到完整的150 pJ才能获得相同的跨度。这种偏振态依赖性直接反映了反常色散和短波长处孤子驱动动力学所带来的效率提升。

为评估所产生色散波的梳状结构，我们使用长通滤波器分离色散波，并用光电二极管进行检测。图 3(d) 展示了 150 pJ 下准横电模式产生的射频拍频信号，其在激光重复频率处的信噪比为 65 dB，证实色散波继承了泵浦光的梳状结构[24]。鉴于其倍频程带宽，这类可见光至红外超连续谱为自参考频率梳[15]提供了必要条件。色散波产生的起始点和倍频程覆盖可通过孤子裂变长度 $L_{\mathrm{fiss}} = L_D/N$ 估算，该长度近似对应高阶孤子[17,45], 达到最大压缩的位置，其中 $L_D = T_0^2/\beta_2$ 是特征脉冲持续时间为 T_0 时的色散长度，而 $N = \sqrt{L_D/L_{\mathrm{NL}}}$ 是孤子数，非线性长度为 $L_{\mathrm{NL}} = 1/(\gamma P_s)$。对于我们长度为 7.1 mm 的波导，图 3(e) 将计算得到的裂变长度随脉冲能量的变化叠加在器件沿线散射可见光的图像上。我们发现，当 L_{fiss} 与器件的物理长度相当时，可见光色散波便开始产生；根据芯层宽度不同，对应的片上脉冲能量范围为 30 pJ 至 60 pJ。该分析表明，可通过增加波导长度、使用更短的输入脉冲，或采用能增强孤子自压缩[46]的色散交替波导，直接降低能量阈值。

最后，我们证明，相同的色散工程化空气包层氮化硅波导也能高效扩展至 GHz 重复频率范围，这对天文频率梳和宽带计量具有重要意义。图 4(a) 示意了我们的实验装置。一台紧凑型三元件钛宝石克尔透镜锁模振荡器由单个绿光二极管直接泵浦，可输出波长为 810 nm、脉宽为 50 fs、重复频率为 1 GHz 的脉冲，脉冲能量最高可达 150 pJ。该腔体设计沿用了近期关于二极管泵浦钛宝石 GHz 振荡器的研究[47],，其平均功率达到 180 mW。我们通过非球面透镜将这些 GHz 脉冲耦合至宽度为 0.6 μm 的空气包层氮化硅波导中的准横电模式。尽管与典型的 MHz 级系统相比，重复频率提高了 12.5× 倍，可用脉冲能量相应降低，但如图 4(b) 所示，仅需 38 pJ 的片上脉冲能量就足以产生覆盖一个倍频程的光谱。输入光谱以灰色绘出，输出光谱则覆盖从可见光到红外的范围。这一结果凸显了我们色散工程化波导的高效率：短波长泵浦、强模式限制与反常群速度色散相结合，使我们能够在 GHz 重复频率下，以二极管泵浦钛宝石振荡器可轻松提供的脉冲能量实现倍频程带宽。

总之，这些结果确立了空气包层色散工程化氮化硅波导作为新兴集成钛蓝宝石增益平台与片上倍频程可见光频率梳之间的有效桥梁。通过在 800–830 nm 范围内泵浦，我们利用钛蓝宝石的宽带增益和超短脉冲，同时降低可见光色散波的相位失配势垒，并利用短波长处增强的非线性。空气包层提供了一种简单而强大的方法，可克服氮化硅和二氧化硅强烈的正常材料色散，在钛宝石调谐范围内开启一个从 650 nm 到 1050 nm 可调的反常色散窗口，并实现双重色散波生成，在片上脉冲能量仅为数十皮焦的情况下，获得从 490 nm 到 1330 nm 的完整倍频程覆盖。通过紧凑型单二极管泵浦钛蓝宝石振荡器直接驱动，展示了高效的 GHz 倍频程覆盖。色散分布对偏振的强烈依赖性还提供了一种独特的自由度：只需旋转输入偏振，同一波导便可在全正常色散区与反常色散、孤子主导态之间切换；前者适用于产生高度相干、平坦且可压缩的

光谱，后者则能高效地为可见光色散波和倍频程频率梳提供种子。展望未来，将钛宝石增益介质与氮化硅非线性波导集成的混合集成方案，已在异质 Ti:SaOI–氮化硅 放大器设计中开展探索。我们的研究结果与这些工作直接契合；在这些方案中，用于空气包层波导的 400纳米氮化硅薄膜可沉积在 Ti:SaOI 衬底上，紧凑型垂直耦合器则可将集成钛宝石振荡器或放大器的输出引入同一芯片上的色散工程非线性段[37–39]。这样的平台有望实现完全集成、二极管泵浦、具有 GHz 重复频率的倍频程可见光频率梳，适用于环境监测、天文光谱仪校准和便携式精密计量。除超连续谱生成外，短波长处的反常色散分布和强约束也有利于可见光孤子微梳、χ3基参量振荡器，以及片上非线性显微术。因此，集成式钛宝石光源与空气包层氮化硅非线性波导的结合，指向一类新型紧凑、高性能的可见光子引擎，将体式超快激光器的优势与集成光子学的可扩展性和稳健性融为一体。

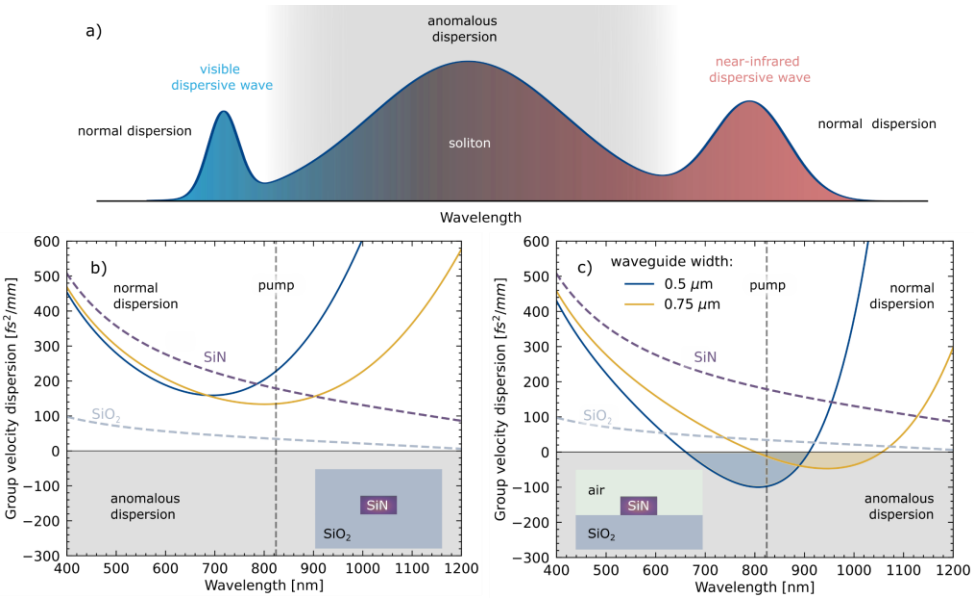

图 1. 用于生成宽带可见光至近红外频率梳的色散工程空气包层氮化硅波导。a）宽带梳状谱产生的概念示意图：反常色散区内被激发的高阶孤子发生呼吸，并激发出两组分别位于可见光和近红外波段、在正常色散区内相位匹配的色散波。b）在无裂纹的 400 nm 厚氮化硅薄膜上制作的埋入式波导的准横电模式群速度色散。材料色散较强并占主导，使得泵浦波长 825 nm 处（垂直虚线）呈现全正常色散。相比之下，c）中的空气包层波导具有更高的芯层与上包层折射率反差，从而实现强约束和强几何色散，使总色散进入反常色散区，并出现两个零色散波长。图中以虚线标出了氮化硅和二氧化硅的材料色散，以供比较。

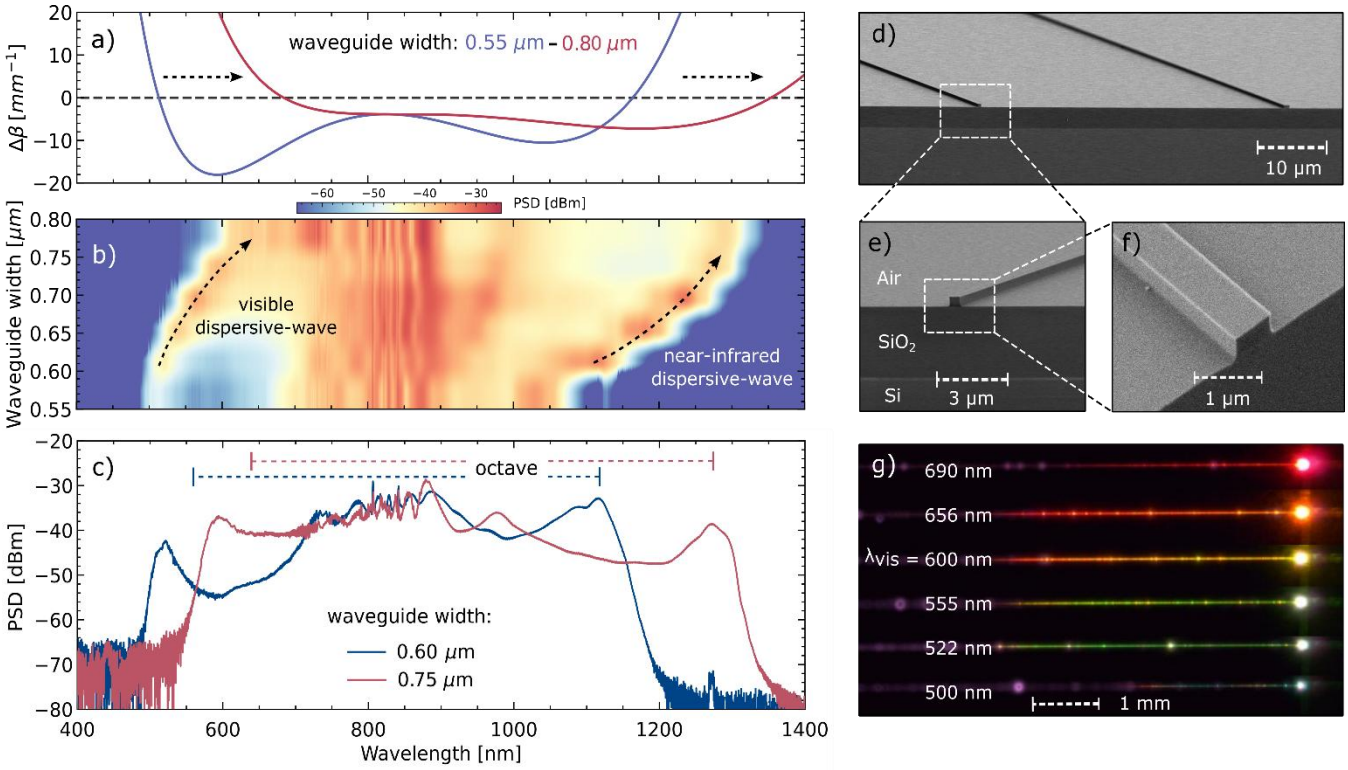

图 2. 可调谐宽带可见光频率梳产生。a) 准横电模式下空气包层波导中，泵浦波长为 825 nm 时孤子与线性波之间的相位失配参数 Δβ 计算结果。两个色散波出现在相位失配为零的位置。b) 随着波导宽度从 0.55 μm 增至 0.8 μm，实验观测到的宽带可见光频率梳（脉冲能量为 150 pJ）。随着波导宽度增加，可见光和近红外色散波均出现红移，如虚线箭头所示。所有测量光谱均覆盖一个倍频程。c) 两种波导宽度下的输出功率谱密度（PSD）：波导宽度为 0.6 μm 时，30 dB 范围为 493 nm 至 1176 nm；波导宽度为 0.75 μm 时，范围为 554 nm 至 1316 nm。d–f) 不同放大倍率下空气包层波导的扫描电子显微镜图像。g) 相机从上方拍摄波导散射出的可调谐可见光，泵浦光不可见，从左侧输入。λ_{vis}表示接近阈值时测得的色散波峰值。

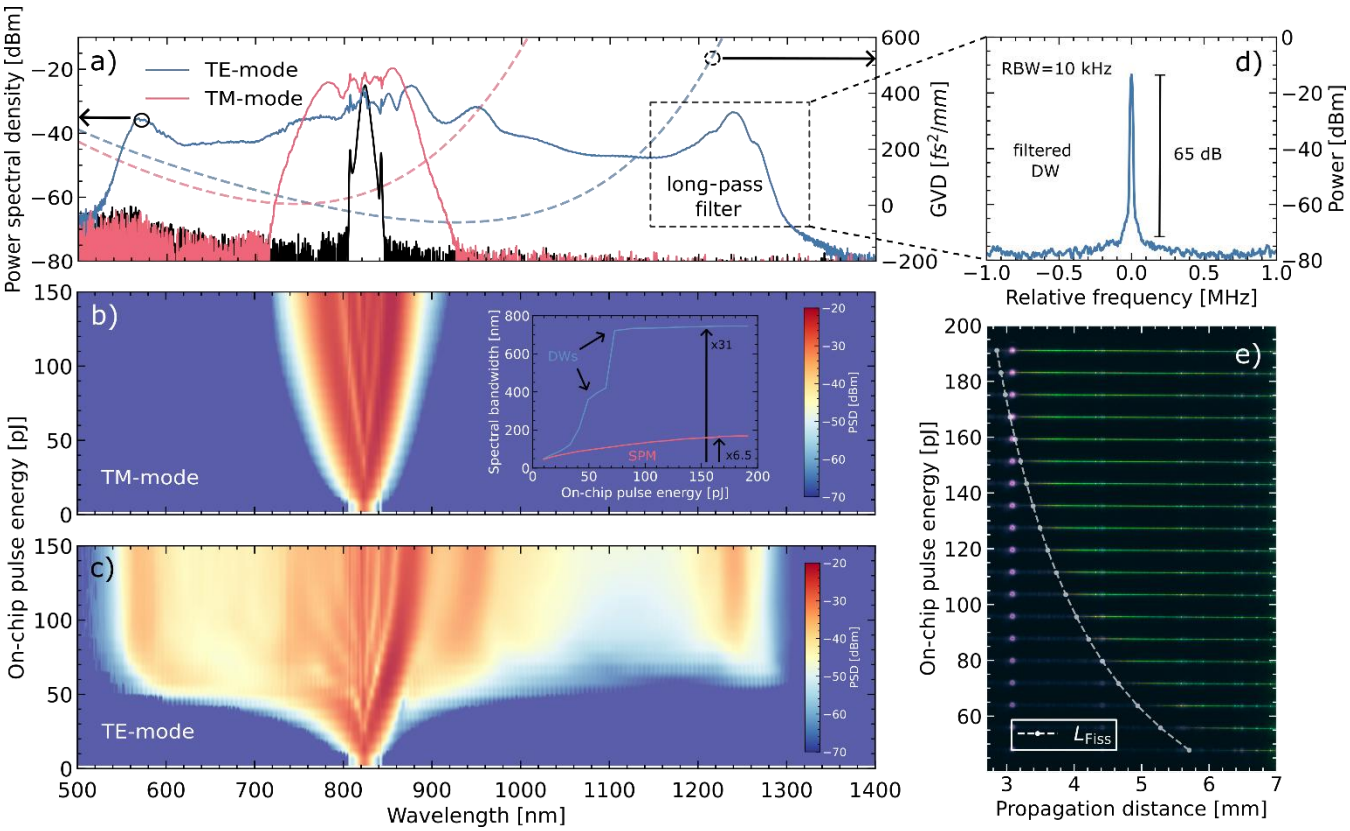

图 3. 空气包层波导从全正常色散到反常色散的色散区域中的非对称偏振依赖性。(a) 在 150 pJ 脉冲能量下，芯宽为 0.7 μm 的空气包层波导中准横电模式和横磁模的实测饱和输出光谱。右轴显示了两种模式的计算群速度色散，突出显示了泵浦波长处准横电模式的反常色散（横磁模的正常色散）。泵浦光谱以黑色显示。(b) 和 (c) 两种模式下实测脉冲能量对输出光谱的影响。与准横电模式在反常色散区中由高效孤子动力学和双重色散波产生（DWs）主导、带宽从 24 nm 快速增加至 742 nm 相比，准横磁模在全正常色散区中的光谱带宽由自相位调制（SPM）主导，仅从 24 nm 缓慢增加至 159 nm。插图显示了两种模式实测的 30 dB 带宽。(d) 在 150 pJ 脉冲能量下，准横电模式色散波的拍频。(e) 不同脉冲能量下捕获的可见光色散波产生。虚线表示计算得到的孤子裂变长度（L_{Fiss}）。

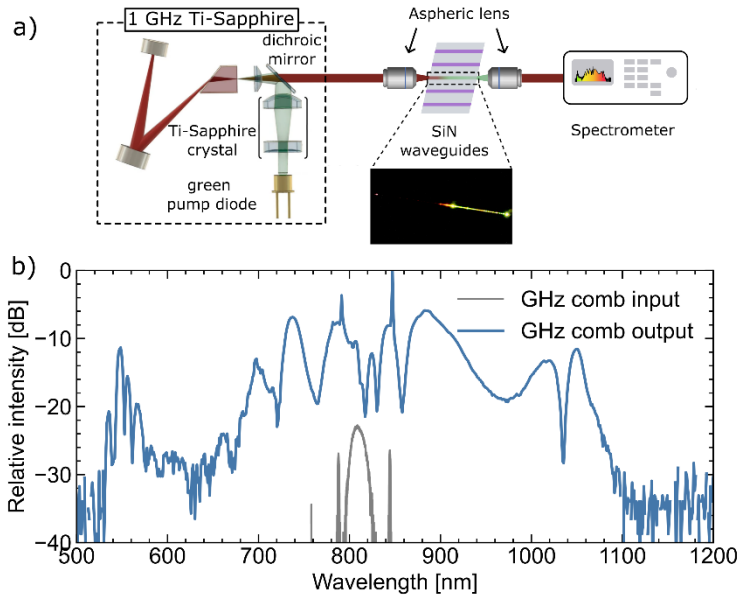

图 4. 相干倍频程 1 GHz 频率梳生成。紧凑型单二极管泵浦钛蓝宝石振荡器直接驱动空气包层氮化硅波导产生倍频程。(a) GHz 频率梳生成的实验装置示意图。三元件二极管泵浦克尔透镜锁模钛蓝宝石振荡器可输出波长为 810 nm、能量最高达 150 pJ 的 50 fs 脉冲。使用非球面透镜将 GHz 脉冲耦合至空气包层氮化硅波导的准横电模式中，该波导的芯宽为 0.6 μm。插图为所产生可见光的照片。(b) 测得的输入和输出光谱。

参考文献

(1) Moss, D. J.; Morandotti, R.; Gaeta, A. L.; Lipson, M. 基于氮化硅和 Hydex 的非线性光学新型 CMOS兼容平台。Nat. Photonics 2013, 7 (8), 597–607. https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.183. (2) Corato-Zanarella, M.; Ji, X.; Mohanty, A.; Lipson, M. 可见光谱中氮化硅集成光子学的吸收和散射极限。光学快报 2024, 32 (4), 5718–5728. https://doi.org/10.1364/OE.505892. (3) Bi, T.; Zhang, S.; Bostan, E.; Liu, D.; Paul, A.; Ohletz, O.; Harder, I.; Zhang, Y.; Ghosh, A.; Alabbadi, A.; Kheyri, M.; Zeng, T.; Lu, J.; Yang, K.; Del'Haye, P. 逆向设计氮化硅纳米光子学。arXiv 2025年5月20日。https://doi.org/10.48550/arXiv.2505.13383. (4) Kheyri, M.; Zhang, S.; Bi, T.; Pal, A.; Zhang, H.; Zhang, Y.; Alabbadi, A.; Yan, H.; Ghosh, A.; Hill, L.; Bianucci, P.; Butzen, E.; Gannott, F.; Gumann, A.; Harder, I.; Ohletz, O.; Del'Haye, P. 通过分段侧壁调制实现片上微谐振器色散工程。Photonics Res. 2025, 13 (2), 367–372. https://doi.org/10.1364/PRJ.530537. (5) Gaeta, A. L.; Lipson, M.; Kippenberg, T. J. 基于光子芯片的频率梳。Nat. Photonics 2019, 13 (3), 158–169. https://doi.org/10.1038/s41566-019-0358-x. (6) Eber, A.; Fürst, L.; Siegrist, F.; Kirchner, A.; Tschofenig, B.; Vora, R. di; Speletz, A.; Bernhardt, B. 二氧化氮的相干场传感。光学快报 2024, 32 (4), 6575–6586. https://doi.org/10.1364/OE.513523. (7) Sacher, W. D.; Luo, X.; Yang, Y.; Chen, F.-D.; Lordello, T.; Mak, J. C. C.; Liu, X.; Hu, T.; Xue, T.; Lo, P. G.- Q.; Roukes, M. L.; Poon, J. K. S. 200 Mm 薄硅片上的可见光氮化硅波导器件和可植入神经光子探针。光学快报 2019, 27 (26), 37400–37418. https://doi.org/10.1364/OE.27.037400. (8) Long, D. A.; Stone, J. R.; Sun, Y.; Westly, D.; Srinivasan, K. 通过电光光的纳米光子光谱转换实现量子系统的亚多普勒光谱学。Nat. Photonics 2024, 18 (12), 1285–1292. https://doi.org/10.1038/s41566-024-01532-w. (9) Träutlein, D.; Adler, F.; Moutzouris, K.; Jeromin, A.; Leitenstorfer, A.; Ferrando-May, E. 基于可调谐飞秒铒光纤光源的高度通用共聚焦显微镜系统。J. Biophotonics 2008, 1 (1), 53–61. https://doi.org/10.1002/jbio.200710019. (10) Ji, X.; Mojahed, D.; Okawachi, Y.; Gaeta, A. L.; Hendon, C. P.; Lipson, M. 用于光学相干层析成像的毫米级芯片式超连续谱生成。Sci. Adv. 2021, 7 (38), eabg8869. https://doi.org/10.1126/sciadv.abg8869. (11) Fischer, D. A.; Anglada-Escude, G.; Arriagada, P.; Baluev, R. V.; Bean, J. L.; Bouchy, F.; Buchhave, L. A.; Carroll, T.; Chakraborty, A.; Crepp, J. R.; Dawson, R. I.; Diddams, S. A.; Dumusque, X.; Eastman, J. D.; Endl, M.; Figueira, P.; Ford, E. B.; Foreman-Mackey, D.; Fournier, P.; Fűrész, G.; Gaudi, B. S.; Gregory, P. C.; Grundahl, F.; Hatzes, A. P.; Hébrard, G.; Herrero, E.; Hogg, D. W.; Howard, A. W.; Johnson, J. A.; Jorden, P.; Jurgenson, C. A.; Latham, D. W.; Laughlin, G.; Loredo, T. J.; Lovis, C.; Mahadevan, S.; McCracken, T. M.; Pepe, F.; Perez, M.; Phillips, D. F.; Plavchan, P. P.; Prato, L.; Quirrenbach, A.; Reiners, A.; Robertson, P.; Santos, N. C.; Sawyer, D.; Segransan, D.; Sozzetti, A.; Steinmetz, T.; Szentgyorgyi, A.; Udry, S.; Valenti, J. A.; Wang, S. X.; Wittenmyer, R. A.; Wright, J. T. 领域现状：极高精度径向速度*。Publ. Astron. Soc. Pac. 2016, 128 (964), 066001. https://doi.org/10.1088/1538-3873/128/964/066001. (12) Cheng, Y. S.; Dadi, K.; Mitchell, T.; Thompson, S.; Piskunov, N.; Wright, L. D.; Gawith, C. B. E.; McCracken, R. A.; Reid, D. T. 连续紫外至蓝绿色天文频率梳。Nat. Commun. 2024, 15 (1), 1466. https://doi.org/10.1038/s41467-024-45924-6. (13) Allan, E.; Alabbadi, A.; Castro-Marin, P.; Ostapenko, H.; Haye, P. D.; Reid, D. 单二极管泵浦 1 GHz 钛蓝宝石激光器产生的跨倍频程频率梳。光学快报 2025。https://doi.org/10.1364/OL.582185. (14) Newman, W.; Charsley, J. M.; Cheng, Y. S.; Reid, D. T. 20 GHz 激光频率梳中 10,000 个模式的逐线控制。Optica 2025, 12 (11), 1720–1727. https://doi.org/10.1364/OPTICA.571303. (15) Diddams, S. A.; Jones, D. J.; Ye, J.; Cundiff, S. T.; Hall, J. L.; Ranka, J. K.; Windeler, R. S.; Holzwarth, R.; Udem, T.; Hänsch, T. W. 利用 300 THz 飞秒激光频率梳直接连接微波频率与光学频率。物理评论快报 2000, 84 (22), 5102–5105. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.5102. (16) Diddams, S. A.; Vahala, K.; Udem, T. 光学频率梳：相干统一电磁频谱。Science 2020, 369 (6501), eaay3676. https://doi.org/10.1126/science.aay3676. (17) Dudley, J. M.; Genty, G.; Coen, S. 光子晶体光纤中的超连续谱生成。Rev. Mod. Phys. 2006, 78 (4), 1135–1184. https://doi.org/10.1103/RevModPhys.78.1135. (18) Lesko, D. M. B.; Timmers, H.; Xing, S.; Kowligy, A.; Lind, A. J.; Diddams, S. A. 可扩展少周期掺铒光纤激光器产生的六倍频程光学频率梳。Nat. Photonics 2021, 15 (4), 281–286. https://doi.org/10.1038/s41566-021-00778-y. (19) Alabbadi, A.; Steinle, T.; Giessen, H. 超越增益带宽极限的亚 40 fs 光学参量振荡器。光学快报 2022, 47 (12), 3099–3102. https://doi.org/10.1364/OL.462085. (20) Rebolledo-Salgado, I.; Ye, Z.; Christensen, S.; Lei, F.; Twayana, K.; Schröder, J.; Zelan, M.; Torres-Company, V. 全正常色散 Si_3N_4 波导中的相干超连续谱生成。光学快报 2022, 30 (6), 8641–8651. https://doi.org/10.1364/OE.450987.

(21) Xing, S.; Lesko, D. M. B.; Umeki, T.; Lind, A. J.; Hoghooghi, N.; Wu, T.-H.; Diddams, S. A. 单周期全光纤频率梳。APL Photonics 2021, 6 (8), 086110. https://doi.org/10.1063/5.0055534. (22) Thannheimer, J.; Alabbadi, A.; Steinle, T.; Giessen, H. 76 MHz 紧凑型光纤反馈光学参量振荡器系统在 1600 Nm 下产生的超低噪声亚双周期脉冲。光学快报 2025, 50 (4), 1337–1340. https://doi.org/10.1364/OL.550337. (23) Carlson, D. R.; Hutchison, P.; Hickstein, D. D.; Papp, S. B. 利用集成非线性光子学产生少周期脉冲。光学快报 2019, 27 (26), 37374–37382. https://doi.org/10.1364/OE.27.037374. (24) Guo, H.; Herkommer, C.; Billat, A.; Grassani, D.; Zhang, C.; Pfeiffer, M. H. P.; Weng, W.; Brès, C.-S.; Kippenberg, T. J. 通过氮化硅纳米光子波导中的相干色散波生成实现中红外频率梳。Nat. Photonics 2018, 12 (6), 330–335. https://doi.org/10.1038/s41566-018-0144-1. (25) Porcel, M. A. G.; Schepers, F.; Epping, J. P.; Hellwig, T.; Hoekman, M.; Heideman, R. G.; Slot, P. J. M. van der; Lee, C. J.; Schmidt, R.; Bratschitsch, R.; Fallnich, C.; Boller, K.-J. 在电信波长泵浦下化学计量比氮化硅波导中的跨越两个倍频程的超连续谱生成。光学快报 2017, 25 (2), 1542–1554. https://doi.org/10.1364/OE.25.001542. (26) Luke, K.; Dutt, A.; Poitras, C. B.; Lipson, M. 克服 Si_3N_4 薄膜应力对高品质因数环形谐振器的限制。光学快报 2013, 21 (19), 22829–22833. https://doi.org/10.1364/OE.21.022829. (27) Ji, X.; Roberts, S.; Corato-Zanarella, M.; Lipson, M. 实现超高品质因数氮化硅谐振器的方法。APL Photonics 2021, 6 (7), 071101. https://doi.org/10.1063/5.0057881. (28) Liu, S.; Zhang, Y.; Hariri, A.; Al-Hallak, A.-R.; Zhang, Z. 通过硅硬掩膜刻蚀制造超低损耗、色散工程化氮化硅光子集成电路。ACS Photonics 2025, 12 (2), 1039–1046. https://doi.org/10.1021/acsphotonics.4c02172. (29) Pfeiffer, M. H. P.; Herkommer, C.; Liu, J.; Morais, T.; Zervas, M.; Geiselmann, M.; Kippenberg, T. J. 用于低损耗、高限制氮化硅波导的光子大马士革工艺。IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2018, 24 (4), 1–11. https://doi.org/10.1109/JSTQE.2018.2808258. (30) Wu, K.; Poon, A. W. 用于色散工程化集成硅光子学的应力释放 Si_3N_4 制造工艺。光学快报 2020, 28 (12), 17708–17722. https://doi.org/10.1364/OE.390171. (31) Carlson, D. R.; Hickstein, D. D.; Lind, A.; Droste, S.; Westly, D.; Nader, N.; Coddington, I.; Newbury, N. R.; Srinivasan, K.; Diddams, S. A.; Papp, S. B. 利用高效率氮化硅波导的自参考频率梳。光学快报，第 42 卷，第 12 期，第 2314–2317 页，2017。https://doi.org/10.1364/OL.42.002314. (32) Hilligsøe, K. M.; Andersen, T. V.; Paulsen, H. N.; Nielsen, C. K.; Mølmer, K.; Keiding, S.; Kristiansen, R.; Hansen, K. P.; Larsen, J. J. 具有两个零色散波长的光子晶体光纤中的超连续谱生成。光学快报 2004, 12 (6), 1045–1054. https://doi.org/10.1364/OPEX.12.001045. (33) Babushkin, I.; Tajalli, A.; Sayinc, H.; Morgner, U.; Steinmeyer, G.; Demircan, A. 在中红外和紫外范围内生成全相干超连续谱的高效频率转换简易途径。Light Sci. Appl. 2017, 6 (2), e16218–e16218. https://doi.org/10.1038/lsa.2016.218. (34) Foster, M. A.; Turner, A. C.; Lipson, M.; Gaeta, A. L. 光子纳米线中的非线性光学。光学快报 2008, 16 (2), 1300–1320. https://doi.org/10.1364/OE.16.001300. (35) Ikeda, K.; Saperstein, R. E.; Alic, N.; Fainman, Y. 等离子体沉积氮化硅/二氧化硅波导的热学和克尔非线性性质。光学快报 2008, 16 (17), 12987–12994. https://doi.org/10.1364/OE.16.012987. (36) Yamamoto, Y.; Tamura, Y.; Hasegawa, T. 基于二氧化硅的高非线性光纤及其应用。 (37) Wang, Y.; Holguín-Lerma, J. A.; Vezzoli, M.; Guo, Y.; Tang, H. X. 光子电路集成钛蓝宝石激光器。Nat. Photonics 2023, 17 (4), 338–345. https://doi.org/10.1038/s41566-022-01144-2. (38) Yang, J.; Van Gasse, K.; Lukin, D. M.; Guidry, M. A.; Ahn, G. H.; White, A. D.; Vučković, J. 绝缘体上钛蓝宝石集成激光器和放大器。Nature 2024, 630 (8018), 853–859. https://doi.org/10.1038/s41586-024-07457-2. (39) Jiang, L.; Shen, S.; Wei, N.; Wang, Y.; He, J.; Dong, N.; Xu, M.; Hang, Y.; Chen, J.; Wang, J. 基于离子切片掺钛蓝宝石增益介质的宽带 Si_3N_4 波导放大器设计。光学快报 2024, 49 (21), 6221–6224. https://doi.org/10.1364/OL.539406. (40) Gaafar, M. A.; Ludwig, M.; Wang, K.; Wildi, T.; Voumard, T.; Sinobad, M.; Lorenzen, J.; Francis, H.; Carreira, J.; Zhang, S.; Bi, T.; Del'Haye, P.; Geiselmann, M.; Singh, N.; Kärtner, F. X.; Garcia-Blanco, S. M.; Herr, T. 芯片上的飞秒脉冲放大。Nat. Commun. 2024, 15 (1), 8109. https://doi.org/10.1038/s41467-024-52057-3. (41) Qiu, Z.; Hu, J.; Yang, X.; Liu, Z.; Zhang, Y.; Ji, X.; Sun, J.; Likhachev, G.; Li, X.; Li, Z.; Kentsch, U.; Kippenberg, T. J. 基于 Mamyshev 振荡器的高脉冲能量集成锁模激光器。arXiv 2025年9月8日。https://doi.org/10.48550/arXiv.2509.05133. (42) Ranka, J. K.; Windeler, R. S.; Stentz, A. J. 在 800 Nm 处具有反常色散的空气–二氧化硅微结构光纤中的可见光连续谱生成。光学快报 2000, 25 (1), 25–27. https://doi.org/10.1364/OL.25.000025. (43) Leo, F.; Dave, U.; Keyvaninia, S.; Kuyken, B.; Roelkens, G. 半带隙光谱区域附近硅光子线色度色散的测量与调谐。光学快报 2014, 39 (3), 711–714. https://doi.org/10.1364/OL.39.000711. (44) Zhao, H.; Kuyken, B.; Clemmen, S.; Leo, F.; Subramanian, A.; Dhakal, A.; Helin, P.; Severi, S.; Brainis, E.; Roelkens, G.; Baets, R. 氮化硅波导中的可见光至近红外跨倍频程超连续谱生成。光学快报 2015, 40 (10), 2177–2180. https://doi.org/10.1364/OL.40.002177.

(45) Husakou, A. V.; Herrmann, J. 通过光子晶体光纤中的裂变产生高阶孤子的超连续谱生成。 物理评论快报 2001年，*87* (20), 203901. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.203901. (46) Zia, H.; Ye, K.; Klaver, Y.; Marpaung, D.; Boller, K.-J. 利用色散符号交替波导实现超高效片上超连续谱生成。 先进光子学研究 2023年，*4* (5), 2200296. https://doi.org/10.1002/adpr.202200296. (47) Ostapenko, H.; Mitchell, T.; Castro-Marin, P.; Reid, D. T. 由单个激光二极管泵浦的三元件、自启动克尔透镜锁模 1-GHz 钛宝石振荡器。光学快报 2022 年，*30* (22),39624. https://doi.org/10.1364/OE.472533.

资助。美国国立卫生研究院（123456）；美国国家科学基金会（456789）。

致谢。 慕尼黑量子谷项目 TeQSiC、德国研究联合会项目 541267874、德国联邦研究、技术与航天部、量子系统项目 13N17314、13N1734。英国工程与物理科学研究委员会（EP/Y011422/1）；英国科学技术设施委员会（ST/V000403/1、ST/Y001273/1、ST/X004503/1）；英国创新署（10073639）。A.A.感谢马克斯·普朗克光子学学院提供的资助，以及埃朗根 MPL 的 TDSU部门提供的支持。

利益披露。 作者声明不存在利益冲突。

作者贡献。 A.A.构思了这项研究并撰写了论文，所有作者均提出了意见。A.A.设计、建模并制造了波导，并使用商用激光源完成了实验。H.O.、E.A.、P.C.M.和D.T.R.构建了GHz光源并进行了测量。D.T.R.和P.D.H.负责监督该项目。

数据可用性。 本文所呈现结果的相关数据目前尚未公开，但可在提出合理请求后向作者获取。