# 从紫外到电信波段的高性能量子频率转换

Yi Yang,[1,2] Bin Wang,[2] Ji-Chao Lin,[2] Yang Gao,[2] Xin Li,[2] Jiu-Peng Chen,[3,2] Lei Hou,[3,4] Ye Wang,[1,3,4] Yong Wan,[1,3,4] Xiu-Ping Xie,[2,3] Ming-Yang Zheng,[2,3] Qiang Zhang,[1,2,3,4] 和 Jian-Wei Pan[1,3,4]

[1] *Hefei National Research Center for Physical Sciences at the Microscale and School of Physical Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China.*

[2] *Jinan Institute of Quantum Technology and CAS Center for Excellence in Quantum Information and Quantum Physics, University of Science and Technology of China, Jinan 250101, China.*[3] *Hefei National Laboratory, University of Science and Technology of China, Hefei 230088, China.*

[4] *Shanghai Research Center for Quantum Science and CAS Center for Excellence in Quantum Information and Quantum Physics, University of Science and Technology of China, Shanghai 201315, China.*(日期：2026年3月3日)

量子频率转换（QFC）对于弥合静止量子比特与低损耗光通信信道之间的光谱间隙至关重要。在本研究中，我们展示了一种短波长泵浦量子频率转换方案，该方案在薄膜铌酸锂上采用周期为 3.07 μm 的一阶准相位匹配，将紫外光子转换至电信C波段。通过构建一个将归一化转换效率与短周期相位匹配波导中的畴缺陷相关联的理论模型，我们发现波导沿线畴缺陷的临界容差应为 $\leq 2$ （不包括两端）。据此，我们通过优化制备工艺，使基模导模的归一化转换效率达到 839%/(W·cm$^2$) 的理论极限。此外，我们提出了一种适用于短波长泵浦的稳健噪声抑制策略，利用差频产生与自发参量下转换的反向调谐行为。结合这些进展与超窄带滤波，我们实现了创纪录的 28.8% 外部效率和低至每秒 35 次计数的噪声水平。这种连接紫外波段与电信波段的高性能量子频率转换，满足了可扩展量子网络中长寿命远程离子-离子纠缠的严格要求 [W.-Z. Liu *et al.*, 《自然》（2026）]。

arXiv:2603.01745v1 [quant-ph] 2 Mar 2026

引言。——量子网络有望催生革命性应用，例如分布式量子计算、安全通信和量子增强传感[1, 2]。实现此类网络需要远距离分发纠缠，而这一过程从根本上受限于光纤损耗[3]。早期的大多数演示涉及原子系综 [4–6], 单个中性原子 [7], 囚禁离子 [8, 9], 和氮空位中心[10] ，由于其本征波长下的光纤衰减严重，实验距离都被限制在米级。量子频率转换（QFC）通过将光子转换至低损耗电信波段，同时保持量子相干性 [11–14],克服了这一障碍，从而有助于构建长距离和混合量子互连。

近期，基于差频产生（DFG）的高效低噪声量子频率转换接口已在多种工作于可见光和近红外波段的量子存储器中实现，包括中性原子 [15–20], 囚禁离子 [21–23], 和固态色心 [24–26], ，从而能够通过跨越数十至数百公里的光纤链路实现纠缠分发。囚禁离子系统的主要发射波段为紫外和蓝光谱区，具有相干时间长 [27, 28]、控制保真度高 [29–32], 等优异特性，因此成为构建可扩展量子网络的理想候选方案。然而，依赖囚禁离子的网络通常受限于米级距离 [8, 9], ，这主要是由于短波波段的量子频率转换性能较差。

在以往致力于将短波长下转换至电信波段的量子频率转换（QFC）研究中[33–35] ，采用了基于高阶准相位匹配（QPM）或多级差频产生（DFG）的非线性过程。高阶QPM降低了对高质量短周期极化的严格要求，但其归一化转换效率较低 [33]。多级差频产生采用长波长泵浦光以减轻泵浦诱导噪声，却会引入显著的光学损耗，因而系统效率较低[35]。总体而言，这些方法实现的系统效率仅为百分之几，噪声水平则高达每秒数千次计数（cps），远低于可扩展量子网络中实现远程纠缠的实际需求 [36]。

在本研究中，我们展示了一种高性能量子频率转换接口，可将来自 $^{40}Ca^+$ 离子的 393纳米光子转换至 1550 纳米电信C波段。通过定量建模畴缺陷对归一化转换效率（$\eta_{\mathrm{nor}}$）的影响，并优化周期性极化工艺，我们在周期性极化铌酸锂（PPLN）脊形波导中实现了高达 839%/(W·cm$^2$) 的超高 $\eta_{\mathrm{nor}}$ ，降低了达到最大转换效率所需的泵浦功率，进而抑制了泵浦诱导非线性噪声。此外，利用差频产生的反向调谐特性

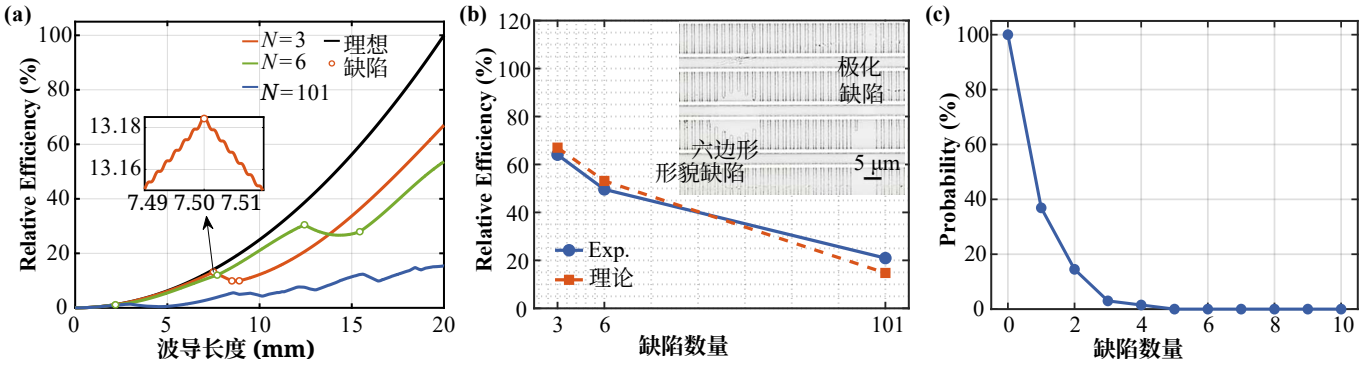


图1. (a) 沿波导的相对效率在 $N = 3$ （橙色）、6（绿色）和101（蓝色）个缺陷情况下的演化。黑色曲线表示无缺陷时的理想增长。空心圆标记畴缺陷引起效率演化发生突变的位置。插图：突出显示特定缺陷位点处的局部扰动。(b) 基于实测缺陷统计，对理论（蓝色实线）与实验（橙色虚线）的相对效率进行比较。插图：展示畴结构的显微图。(c) 归一化效率超过其理想值90%的模拟概率随缺陷数量的变化。

以及短波长泵浦下自发参量下转换（SPDC）噪声的特性，噪声计数率降低了约三倍。基于这些优化，量子频率转换模块实现了 28.8% 的外部效率，噪声水平为 35 cps，优于此前紫外/蓝光至电信波段的相关报道 [33–35] 效率提高了 30 多倍，噪声降低了两个数量级以上。尤为重要的是，本文报道的器件可使囚禁 $\sim$ 120离子的信噪比达到$^{40}Ca^{+}$ :1，从而实现了近期在长距离光纤链路上进行器件无关量子密钥分发的演示[36]。

理论极限准相位匹配过程。—在基于脊形波导的大多数频率转换研究中，所报告的归一化效率通常仅为理论值的30%–70% [21, 37–39]。这一挑战在紫外到电信波段转换中因严格的短周期极化要求而进一步加剧 [33]。对于制备在微米级厚度铌酸锂薄膜上的周期极化铌酸锂波导， $\eta_{\mathrm{nor}}$ 的上限主要由畴反转质量而非厚度均匀性决定。缺陷（图1(b)）源于本征晶格钉扎（六边形形貌缺陷）和波导制备（极化缺陷），会引起相位失配，破坏相干累积并降低转换效率。

为确定畴缺陷与理论 $\eta_{\mathrm{nor}}$之间的相关性，我们定量建模了随机畴缺陷对归一化转换效率的影响。归一化转换效率由非线性系数分布 $d(z)$的傅里叶变换决定，记为 $\eta \propto \left|\int_0^L d(z)e^{-i2\pi qz}dz\right|^2$。具体而言，对于长度为 $L$ 、含有 $N$个随机分布畴缺陷的波导， $d(z)$可表示为如下 [40, 41]:

$$d(z) = d_{\mathrm{eff}} \sin\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) \cdot \exp\left[i\sum_{j=0}^{N}(\phi_j * H(z - x_j))\right], \tag{1}$$

with

$$\phi_j = \frac{2\pi}{\Lambda}\left(w_j - \frac{\Lambda}{2}\right), \quad H(z - x_j) = \begin{cases} 1, & z \geq x_j \\ 0, & z < x_j \end{cases}, \tag{2}$$

其中， $\phi_j$ 是由 $j$号缺陷引入的相移， $w_j$ 是缺陷宽度，而 $x_j$ 是缺陷的起始位置（$x_0 = 0$），分别。将测得的缺陷统计数据纳入该模型后，我们模拟了波导中效率的演变过程（图1(a)），展示了缺陷引起的相移如何破坏理想的准相位匹配过程并降低效率。预测的相对效率与实验值高度吻合（图1(b)），证实了模型的有效性。在此基础上，我们模拟了对于一段长 20 mm 的波导，效率超过其理想值 90% 的概率随缺陷数量的变化情况（图1(c)）。模拟假设缺陷位置随机分布，且其宽度符合根据实验推导出的泊松分布（$\lambda \sim 12.3\mu$m）。值得注意的是，仅有两个缺陷时，该概率便降至约 20%，这意味着要实现接近理论值的性能，缺陷数量必须为 $\leq 2$（更多详情请参阅补充材料）。

为满足严格的畴缺陷阈值，优化波导制备工艺至关重要。我们设计了一条长 20 毫米的脊形波导，用于将393纳米光子下转换至 1550 纳米电信波段（图 2（a））。该器件采用 z 切镁掺杂薄膜铌酸锂平台制备，平台由 5 微米铌酸锂层和 2微米埋氧化硅构成。脊形结构通过

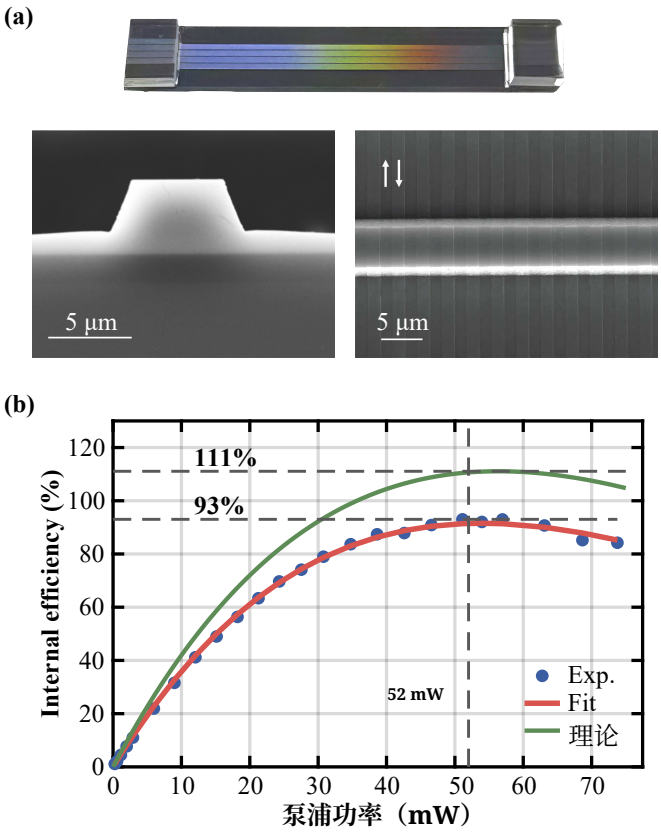


图 2. (a) 制备器件图像：（上）制备的脊形波导芯片照片；（左下）波导端面的扫描电子显微镜（SEM）图像；（右下）通过氢氟酸刻蚀显现的周期极化畴结构 SEM 图像。(b) 内部效率随泵浦功率的变化。蓝色实心圆：测量点；红色实线：对实验数据进行的 $\sin^2$ 型拟合；绿色实线：包含传播损耗的耦合波方程理论预测。

感应耦合等离子体刻蚀形成，顶部宽度为 5 μm，脊高为 3.5 μm。通过周期性极化实现准相位匹配，其中 $\Lambda = 3.07\mu m$ 对应一阶 0 型相互作用。至关重要的是，本工作流程中的畴缺陷控制依赖两项关键措施：预先筛选本征钉扎引起的六边形形貌缺陷数量极少的晶圆，并减轻光刻图案失真、热不稳定性或机械损伤所导致的极化缺陷。

为评估缺陷控制措施的有效性并验证理论极限，我们通过表征内部转换效率，推导实验 $\eta_{nor}$ （$\eta_{int}$）。此处， $\eta_{int}$ 根据在波导输出端测得的功率（$\eta_{int} \equiv \lambda_3 P_3^{out}/\lambda_1 P_1^{out}$）定义，并测量其随泵浦功率（$P_2$）的变化，其中下标 1、2 和 3 分别表示信号、泵浦光和差频产生。实验中， $\eta_{int}$在泵浦功率为 52 mW 时达到 93% 的最大值（图2（b））。数值模拟纳入了测得的传播损耗（$\alpha_1 = 0.22$, $\alpha_2 = 0.20$,$\alpha_3 = 0.12$ $cm^{-1}$）后，预测峰值为 111%——由于信号的损耗高于差频光子，这一数值会超过 1。实测最大值与模拟最大值之间的差异，是由波导中未满足相位匹配条件的高阶 393 nm 模式造成的，这导致对基模导模效率的估计偏低。在低转换区间，$\eta_{int}$ 与 $\eta_{nor}$ 通过 [42, 43]相关：

$$\eta_{int} = \frac{\eta_{nor} P_2^{out} (e^{\Delta\alpha L} - 1)^2}{(\Delta\alpha)^2}, \quad \Delta\alpha = \frac{\alpha_1 + \alpha_2 - \alpha_3}{2}. \tag{3}$$

将数据拟合到方程（3）可得 $\eta_{nor} = 703 \pm 17\,\%/(\mathrm{W} \cdot \mathrm{cm}^2)$（95% 置信区间）。校正高阶模贡献后，基模导模的归一化效率修正为 $839 \pm 20\,\%/(\mathrm{W} \cdot \mathrm{cm}^2)$，与 831%/(W·cm²) 的理想预测高度吻合（详情见补充材料）。

噪声行为与抑制。——此前研究将短波长泵浦中的噪声归因于自发拉曼散射和自发参量下转换（SPDC）[44]。然而，目前缺乏有效的 SPDC 噪声抑制方法，因此光谱滤波仍是主要的缓解策略。尽管理论上的 $\eta_{nor}$ 可通过最大限度地降低所需泵浦功率来建立低噪声基线，但对于实际的量子网络应用而言，残余噪声仍不可忽略。为此，我们研究噪声行为，以制定更稳健的抑制策略。

理论上，527纳米泵浦光驱动的差频产生和自发参量下转换过程预计会呈现不同的相位匹配响应。将 SPDC 噪声建模为图 3(b) 所示的一阶准相位匹配过程后，可以发现，差频产生和 SPDC 的准相位匹配温度随泵浦波长变化的速率分别约为−0.01 ℃/pm 和 +0.03 ℃/pm。这种差异表明，信号过程与噪声过程随泵浦波长变化的方向相反，且变化速率存在显著差异。

我们使用光谱带宽为 0.8 nm 的 In-GaAs 探测器对噪声进行了实验表征，以避免后续超窄带滤波后低计数引起的统计涨落。图3(a) 展示了噪声对波导温度和泵浦波长的依赖关系。测得的噪声呈现出明显的温度相关涨落，并且随着泵浦波长从 527.2 nm 调谐至 527.3 nm 和 527.37 nm，整体发生偏移。重要的是，差频产生的相位匹配温度与噪声峰位置（标记于图3(a)）的变化趋势如预期般出现分歧。如图3(b) 所详述，这些实验偏移（差频产生： −0.01 ℃/pm，自发参量下转换： +0.02 ℃/pm）与理论趋势高度吻合，证实了明显的自发参量下转换——

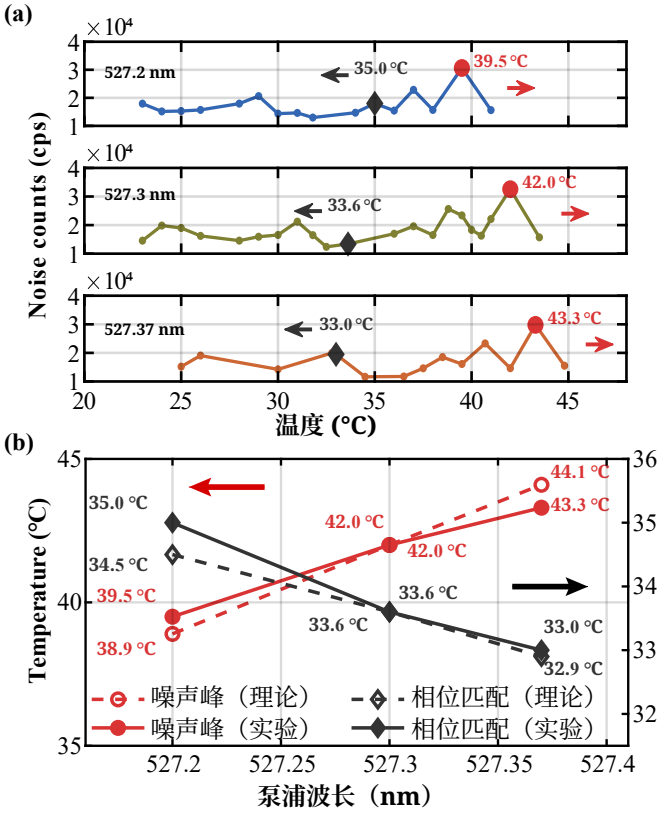


图3. (a) 在固定泵浦功率下，波长分别为 527.2 nm（蓝色）、527.3 nm（橄榄绿）和 527.37 nm（橙红色）的泵浦波长对应的噪声计数随波导温度的变化。实心红色圆圈和黑色菱形分别标示噪声峰值处的噪声计数及相应波导温度，以及差频相位匹配点。箭头表示随泵浦波长变化而产生的相反温度偏移。(b) (a) 中标出的噪声峰值和差频相位匹配点的温度随泵浦波长的变化。实心和空心红色圆圈分别表示理论和实验噪声峰值；实心和空心黑色菱形分别表示理论和实验差频相位匹配点。

由527纳米泵浦光驱动的诱导噪声。

因此，利用差频产生和自发参量下转换相反的调谐特性，我们提出一种噪声抑制方法：微调泵浦波长，使相位匹配点与噪声峰分离，从而降低非线性噪声。如图所示 3(a)，当泵浦波长为 527.37 nm 时， 33.0℃ 的相位匹配温度与局部噪声峰重合；将泵浦波长调至 527.30 nm 后，该温度移至 33.6℃，接近局部噪声最小值。此外，更宽的泵浦波长调谐范围能够使差频工作点从噪声最大值移至噪声最小值，从而使噪声降低至原来的三分之一。

量子频率转换模块性能。—得益于高性能的周期性极化铌酸锂波导和有效的噪声抑制机制，我们构建了一个量子频率转换模块，用于表征系统性能（图2（a））。

表I. 紫外和蓝光波段到电信波段转换的性能比较。

| 参考文献 | 信号 | 效率 | 噪声 |
|---|---|---|---|
| Kasture等人 [33] | 369纳米 | 0.02% | $\sim 10^6$ cps |
| Yu等人 [35] | 369纳米 | … | … |
| Wright等人 [34] | 426纳米 | 1.1% | … |
| 本工作 | 393 纳米 | 28.8% | 35 cps |

将 393 纳米的连续波激光器（信号）和 527 纳米的连续波激光器（泵浦光）进行偏振调整，以满足零型相位匹配要求，然后耦合进入脊形波导。分别优化信号光和泵浦光的高斯光束参数，以补偿耦合透镜中的色散，确保两束光同时实现最佳耦合。借助波导端面上的增透膜，信号光和泵浦光的传输率分别达到 49%（$T_{\mathrm{WG}}$）和 60%。

在波导输出端，光子耦合进入单模光纤（SMF-28e）之前，先在自由空间中进行初级噪声抑制。第一级滤波由两个长通滤光片（截止波长为 1500 纳米）、一个短通滤光片（截止波长为 1600 纳米）、一个半高全宽（FWHM）为 0.8 纳米的 1550 纳米带通滤光片，以及一个用于滤除正交偏振噪声的反射式偏振片分束器组成，该噪声占总噪声的 ∼20–30% [45]。经过预滤波后，生成的 1550 纳米光子被耦合到 SMF-28e 光纤中，综合效率为 80%（$T_{\mathrm{collect}}$）。随后，采用超窄带滤波进一步降低残余噪声。该滤波级由一个半高全宽为 40 MHz、自由光谱范围为 45 GHz 的法布里–珀罗腔，以及一个半高全宽为 10 GHz 的体布拉格光栅组成，以确保单峰透射。该级的总透射率为 79%（$T_{\mathrm{filter}}$）。滤波后，光子由探测效率为 85% 的超导纳米线单光子探测器探测。

基于这一配置，我们表征了该模块的整体性能（图4(a) 中从 A 点到 B 点）。为准确表征效率，我们使用可翻转分束器，同时监测输入信号和产生的差频光子。外部效率 $\eta_{\mathrm{ext}}$ 表示为

$$\eta_{\mathrm{ext}} = T_{\mathrm{WG}} \times \eta_{\mathrm{int}} \times T_{\mathrm{collect}} \times T_{\mathrm{filter}}. \tag{4}$$

根据式 4 计算，该模块在泵浦功率为 52 mW 时实现了最高 $\eta_{\mathrm{ext}}$28.8% 的效率，同时噪声计数保持在较低的 35 cps（图 4(b)）。与表 I 中列出的先前演示相比，这一性能代表了紫外量子频率转换领域的一项重大突破，使其能够以实际可行的方式进行现场配置和部署。

值得注意的是，外部效率噪声比（ENR）与最大转换效率的峰值重合

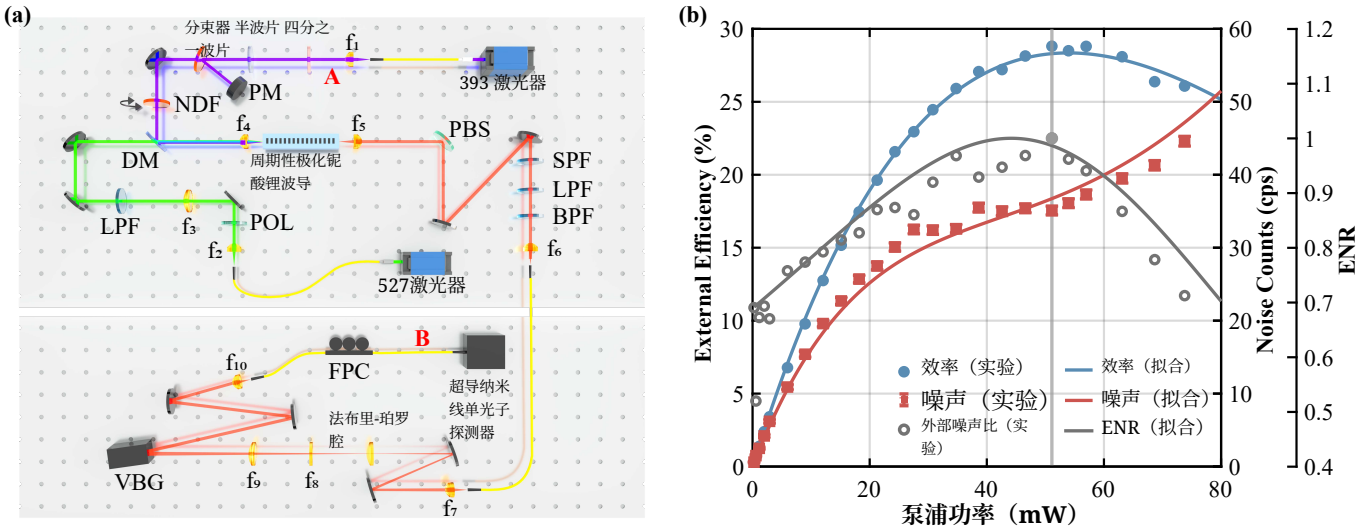


图 4.（a）实验装置。上部展示差频产生模块。QWP：四分之一波片，HWP：半波片，BS：分束器，PM：功率计，NDF：中性密度滤光片，DM：二向色镜，POL：偏振器，LPF：长通滤光片，SPF：短通滤光片，BPF：带通滤光片，PBS：偏振分束器，PPLN WG：周期性极化铌酸锂波导。下部展示超窄带滤波阶段。FP：法布里–P´erot，VBG：体布拉格光栅，FPC：光纤偏振控制器，SNSPD：超导纳米线单光子探测器。（b）差频产生过程的外部效率和噪声计数随泵浦功率的变化。实心蓝色圆点表示测得的外部效率，蓝色实线表示拟合的正弦$^2$型模型。实心橙红色方块表示测得的噪声计数，红色虚线表示基于噪声模型的拟合结果 [ 公式（5）]，其中包括传播损耗。空心灰色圆点表示测得的外部效率噪声比（ENR），绿色实线表示拟合趋势。灰色竖线标示实验期间的工作点。

（图4（b））， 这与长波长方案形成对比，后者的 ENR 峰值通常先于效率峰值出现 [39]。这一特征源于最大转换效率处观察到的噪声饱和。尽管基于泵浦诱导噪声反向转换的模型[46] 解释了这种饱和机制，但其预测的平台明显晚于实验结果（见补充材料）。我们将这种偏差归因于传播损耗，并提出一个改进模型：

$$N(P) = a \cdot P \int_0^L e^{\alpha_{\mathrm{pump}}(L-x)} \Big[1 - \Big(1 - e^{-\alpha_{\mathrm{DFG}}(L-x)}\Big) - \eta_{\mathrm{int}}^{\max} \sin^2\Big((L-x)\sqrt{\eta_{\mathrm{nor}} P e^{\alpha_{\mathrm{pump}}(L-x)}}\Big)\Big] dx, \tag{5}$$

其中 $a$ (Hz/W/cm) 为线性噪声产生系数。利用测得的损耗 $\alpha_i$，公式（5）准确再现了实验噪声平台，证实了传播损耗在塑造短波长量子频率转换独特的噪声-效率特性方面发挥着关键作用（更多详情见补充材料）。

结论。—在这封信中，我们通过将效率和噪声性能推至理论极限，解决了高性能紫外至通信波段量子频率转换所面临的关键挑战。通过建模并实验验证畴缺陷对归一化转换效率的影响，我们确立了缺陷数量的定量阈值，并实现了可达到的最大值$\eta_{\mathrm{nor}}$。此外，我们提出了一种噪声抑制机制，利用差频产生与自发参量下转换过程的反向调谐行为，将噪声降低至原来的三分之一。我们进一步改进了噪声-泵浦模型，将传播损耗纳入其中，从而能够准确建模量子频率转换过程中的噪声动力学。结合优化的耦合和超窄带滤波，我们展示了一种 393纳米至1550纳米转换器，其系统效率达到创纪录的 28.8%，噪声低至每秒 35 次计数。这一性能为紫外量子频率转换树立了新标杆，并为短波长量子存储器提供了关键接口，有望推动长距离量子通信、分布式量子计算和量子传感的发展。

进一步改进制备工艺以降低周期性极化铌酸锂波导的传播损耗，有望进一步提升效率。本文所提出的方法可轻松推广至其他关键的离子阱跃迁，包括369纳米（$^{171}Yb^+$）、422纳米（$^{88}Sr^+$）和493纳米（$^{138}Ba^+$）。对于这些系统，我们预计在更长波长下可实现进一步提升的整体效率，这得益于材料吸收的降低。重要的是，达到理论效率极限的策略普遍适用于通用量子频率转换过程，从而释放混合量子网络的潜力。

致谢。— 本工作得到了——

本研究得到国家自然科学基金委员会（批准号：T2125010）、量子科学与技术—国家科技重大专项（批准号：2021ZD0300800、2021ZD0300802）、中国山东省重点研发计划（批准号：2024CXPT083）、山东省自然科学基金（批准号：ZR2021LLZ013、ZR2022LLZ009、ZR2022LLZ010、ZR2023LLZ006）和山东省博士后科学基金（批准号：SDCX-ZG-202400330）的支持。Q. Z. 获得新基石科学基金会科学探索奖、SAICT专家计划、山东省泰山学者计划和泉城产业领军人才计划的支持。M.-Y. Z. 获得山东省泰山学者计划和济南海右计划项目的支持。

[1] H. J. Kimble，量子互联网，《自然》453, 1023 (2008)。[2] G. Popkin，互联网走向量子，《科学》372, 1026 (2021年)。[3] H.-J. Briegel, W. D¨ur, J. I. Cirac和P. Zoller，量子中继器：不完美局域操作在量子通信中的作用，《物理评论快报》81, 5932 (1998)。[4] C. W. Chou, H. de Riedmatten, D. Felinto, S. V. Polyakov, S. J. van Enk和H. J. Kimble，远程原子系综中所存储激发的测量诱导纠缠，《自然》438, 828 (2005)。[5] T. Chaneli`ere, D. N. Matsukevich, S. D. Jenkins, S.-Y. Lan, T. A. B. Kennedy和A. Kuzmich，在远程量子存储器之间传输的单光子的存储与读取，《自然》438, 833 (2005)。[6] Z.-S. Yuan, Y.-A. Chen, B. Zhao, S. Chen, J. Schmiedmayer和J.-W. Pan，BDCZ量子中继器节点的实验演示，《自然》454, 1098 (2008)。[7] S. Ritter, C. N¨olleke, C. Hahn, A. Reiserer, A. Neuzner, M. Uphoff, M. M¨ucke, E. Figueroa, J. Bochmann和G. Rempe，光学腔中单原子的基本量子网络，《自然》484, 195 (2012)。[8] D. L. Moehring, P. Maunz, S. Olmschenk, K. C. Younge, D. N. Matsukevich, L.-M. Duan和C. Monroe，远距离单原子量子比特的纠缠，《自然》449, 68 (2007)。[9] D. P. Nadlinger, P. Drmota, B. C. Nichol, G. Araneda, D. Main, R. Srinivas, D. M. Lucas, C. J. Ballance, K. Ivanov, E. Y.-Z. Tan, P. Sekatski, R. L. Urbanke, R. Renner, N. Sangouard和J.-D. Bancal，由贝尔定理认证的实验量子密钥分发，《自然》607, 682 (2022)。[10] M. Pompili, S. L. N. Hermans, S. Baier, H. K. C. Beukers, P. C. Humphreys, R. N. Schouten, R. F. L. Vermeulen, M. J. Tiggelman, L. dos Santos Martins, B. Dirkse, S. Wehner和R. Hanson，远程固态量子比特多节点量子网络的实现，《科学》372, 259 (2021年)。[11] P. Kumar，量子频率转换，《光学快报》15, 1476 1990( )。[12] J. Huang和P. Kumar，量子频率转换的观测，《物理评论快报》68, 2153 (1992)。[13] R. Ikuta, Y. Kusaka, T. Kitano, H. Kato, T. Yamamoto, M. Koashi和N. Imoto，面向可见光至电信波段波长转换的宽带量子接口，《自然·通讯》2, 537 (2011)。[14] S. Zaske, A. Lenhard, C. A. Keßler, J. Kettler, C. Hepp, C. Arend, R. Albrecht, W.-M. Schulz, M. Jetter, P. Michler和C. Becher，来自单量子发射体的光的可见光至电信波段量子频率转换，《物理评论快报》109, 147404 (2012)。[15] Y. Yu, F. Ma, X.-Y. Luo, B. Jing, P.-F. Sun, R.-Z. Fang, C.-W. Yang, H. Liu, M.-Y. Zheng, X.-P. Xie, W.-J. Zhang, L.-X. You, Z. Wang, T.-Y. Chen, Q. Zhang, X.-H. Bao和J.-W. Pan，通过数十公里光纤实现两个量子存储器的纠缠，《自然》578, 240 (2020)。[16] X.-Y. Luo, Y. Yu, J.-L. Liu, M.-Y. Zheng, C.-Y. Wang, B. Wang, J. Li, X. Jiang, X.-P. Xie, Q. Zhang, X.-H. Bao和J.-W. Pan，相距12.5 km的两个原子系综之间的后选择纠缠，《物理评论快报》129, 050503 (2022)。[17] T. Van Leent, M. Bock, F. Fertig, R. Garthoff, S. Eppelt, Y. Zhou, P. Malik, M. Seubert, T. Bauer, W. Rosenfeld, W. Zhang, C. Becher和H. Weinfurter，在33 607, 69 2022 km电信光纤上纠缠单原子，《自然》( )。[18] Y. Zhou, P. Malik, F. Fertig, M. Bock, T. Bauer, T. van Leent, W. Zhang, C. Becher和H. Weinfurter，使原子-光子纠缠能够跨越101 5, 020307 2024 km电信光纤的长寿命量子存储器，PRX Quantum ( )。[19] J.-L. Liu, X.-Y. Luo, Y. Yu, C.-Y. Wang, B. Wang, Y. Hu, J. Li, M.-Y. Zheng, B. Yao, Z. Yan, D. Teng, J.-W. Jiang, X.-B. Liu, X.-P. Xie, J. Zhang, Q.-H. Mao, X. Jiang, Q. Zhang, X.-H. Bao和J.-W. Pan，城域量子网络中量子存储–量子存储纠缠的产生，《自然》629, 579 (2024)。[20] X.-Y. Luo, C.-Y. Wang, M.-Y. Zheng, B. Wang, J.-L. Liu, B.-F. Gao, J. Li, Z. Yan, Q.-M. Ke, D. Teng, R.-C. Wang, J. Wu, J. Huang, H. Li, L.-X. You, X.-P. Xie, F. Xu, Q. Zhang, X.-H. Bao和J.-W. Pan，在光纤中于420 km距离上纠缠量子存储器(2025年)，arXiv:2504.05660。[21] T. Walker, K. Miyanishi, R. Ikuta, H. Takahashi, S. Vartabi Kashanian, Y. Tsujimoto, K. Hayasaka, T. Yamamoto, N. Imoto和M. Keller，通过量子频率转换实现来自囚禁离子的长距离单光子传输，《物理评论快报》120, 203601 (2018)。[22] V. Krutyanskiy, M. Meraner, J. Schupp, V. Krcmarsky, H. Hainzer和B. P. Lanyon，50 km光纤上的光-物质纠缠，《npj量子信息》5, 72 (2019)。[23] V. Krutyanskiy, M. Canteri, M. Meraner, V. Krcmarsky和B. P. Lanyon，101公里距离上的多模离子-光子纠缠，PRX Quantum 5, 020308 (2024)。[24] A. J. Stolk, K. L. van der Enden, M.-C. Slater, I. te Raa-Derckx, P. Botma, J. van Rantwijk, J. J. B. Biemond, R. A. J. Hagen, R. W. Herfst, W. D. Koek, A. J. H. Meskers, R. Vollmer, E. J. van Zwet, M. Markham, A. M. Edmonds, J. F. Geus, F. Elsen, B. Jungbluth, C. Haefner, C. Tresp, J. Stuhler, S. Ritter和R. Hanson，固态量子比特的城域尺度先导纠缠

，《科学进展》10 ，eadp6442 (2024).

[25] E. Bersin, M. Sutula, Y. Q. Huan, A. Suleymanzade, D. R. Assumpcao, Y.-C. Wei, P.-J. Stas, C. M. Knaut, E. N. Knall, C. Langrock, N. Sinclair, R. Murphy, R. Riedinger, M. Yeh, C. J. Xin, S. Bandyopadhyay, D. D. Sukachev, B. Machielse, D. S. Levonian, M. K. Bhaskar, S. Hamilton, H. Park, M. Lonˇcar, M. M. Fejer, P. B. Dixon, D. R. Englund, and M. D. Lukin, 《利用金刚石量子存储器进行电信网络连接》, PRX Quantum 5, 010303 (2024). [26] C. M. Knaut, A. Suleymanzade, Y.-C. Wei, D. R. As- sumpcao, P.-J. Stas, Y. Q. Huan, B. Machielse, E. N. Knall, M. Sutula, G. Baranes, N. Sinclair, C. De- Eknamkul, D. S. Levonian, M. K. Bhaskar, H. Park, M. Lonˇcar, and M. D. Lukin, 《电信网络中纳米光子量子存储节点的纠缠》, 《自然》629, 573 (2024). [27] P. Wang, C.-Y. Luan, M. Qiao, M. Um, J. Zhang, Y. Wang, X. Yuan, M. Gu, J. Zhang, and K. Kim, 《相干时间估计超过一小时的单离子量子比特》, 《自然·通讯》12, 233 (2021). [28] Y.-L. Xu, L. Zhang, C. Zhang, Y.-K. Wu, Y.-Y. Chen, C.-X. Huang, Z.-B. Cui, R. Yao, W.-Q. Lian, J.-Y. Ma, W.-X. Guo, B.-X. Qi, P.-Y. Hou, Y.-F. Pu, Z.-C. Zhou, L. He, and L.-M. Duan, 《利用双类型量子存储器长期存储编码于无退相干子空间中的量子比特》, 《物理评论快报》135, 230803 (2025). [29] T. P. Harty, D. T. C. Allcock, C. J. Ballance, L. Guidoni, H. A. Janacek, N. M. Linke, D. N. Stacey, and D. M. Lu- cas, 《囚禁离子量子比特的高保真制备、量子门、量子存储与读出》, 《物理评论快报》113, 220501 2014( ). [30] C. J. Ballance, T. P. Harty, N. M. Linke, M. A. Sepiol, and D. M. Lucas, 《使用囚禁离子超精细量子比特实现高保真量子逻辑门》, 《物理评论快报》117, 060504 2016( ). [31] R. Srinivas, S. C. Burd, H. M. Knaack, R. T. Sutherland, A. Kwiatkowski, S. Glancy, E. Knill, D. J. Wineland, D. Leibfried, A. C. Wilson, D. T. C. Allcock, and D. H. Slichter, 《对囚禁离子量子比特进行高保真、无激光的通用控制》, 《自然》597, 209 (2021). [32] M. C. Smith, A. D. Leu, K. Miyanishi, M. F. Gely, and D. M. Lucas, 《具有 $10^{-7}$ 级误差的单量子比特门》, 《物理评论快报》134, 230601 (2025). [33] S. Kasture, F. Lenzini, B. Haylock, A. Boes, A. Mitchell, E. W. Streed, and M. Lobino, 《用于与 $Yb^{+}$ 囚禁离子进行量子通信的铌酸锂波导中紫外与电信波长之间的频率转换》, 《光学杂志》18, 104007 (2016). [34] T. A. Wright, R. J. A. Francis-Jones, C. B. E. Gawith, J. N. Becker, P. M. Ledingham, P. G. R. Smith, J. Nunn, P. J. Mosley, B. Brecht, and I. A. Walmsley, 《用于将 $Sr^{+}$ 跃迁与电信 $C$ 波段连接的双向光子接口》, 《物理评论快报》Ap-

《应用物理快报》10，044012（2018）。[35] S. Yu、K. Lee、S. Park、K. Kim、J. Goo、J. Park 和 T. Kim，囚禁镱离子产生的紫外单光子的高效量子频率转换，《应用物理快报》126，084001（2025）。[36] W.-Z. Liu、Y.-B. Zhou、J.-P. Chen、B. Wang、A. Teng、X.-W. Han、G.-C. Liu、Z.-J. Zhang、Y. Yang、F.-G. Liu、C.-H. Xue、B.-W. Yang、J. Yang、C. Zeng、D.-R. Pan、M.-Y. Zheng、X. Zhang、S. Cao、Y.-Z. Zhen、Y. Xiao、H. Li、L. You、X. Ma、Q. Zhao、F. Xu、Y. Wang、Y. Wan、Q. Zhang 和 J.-W. Pan，可扩展量子中继器的长寿命远程离子-离子纠缠，《自然》10.1038/s41586-026-10177-4（2026）。[37] V. Krutyanskiy、M. Meraner、J. Schupp 和 B. P. Lanyon，从囚禁离子兼容波长到电信C波段的偏振保持光子频率转换，《应用物理B》123，228（2017）。[38] M. Bock、P. Eich、S. Kucera、M. Kreis、A. Lenhard、C. Becher 和 J. Eschner，通过量子频率转换实现囚禁离子与电信波段光子之间的高保真纠缠，《自然·通讯》9，1998（2018）。[39] T. van Leent、M. Bock、R. Garthoff、K. Redeker、W. Zhang、T. Bauer、W. Rosenfeld、C. Becher 和 H. Weinfurter，在电信波长下远距离分发原子-光子纠缠，《物理评论快报》124，010510（2020）。[40] R. W. Boyd，*Nonlinear Optics*，第3版（Academic Press，伯灵顿，2008）。[41] S. Hari Hara Subramani、K. Karthikeyan、A. Mirunalini、R. K. Prasath、S. Boomadevi 和 K. Pandiyan，双峰二次谐波响应的相位反转准相位匹配器件分析，《光学杂志》15，055205（2013）。[42] M. L. Bortz、S. J. Field、M. M. Fejer、D. W. Nam、R. G. Waarts 和 D. F. Welch，退火质子交换$LiNbO_3$ 波导中的非临界准相位匹配二次谐波产生，《IEEE量子电子学杂志》30，2953（1994）。[43] C. Langrock，使用光频混频器进行经典与弱光探测及脉冲表征，博士学位论文，斯坦福大学（2007）。[44] F. Mann、H. M. Chrzanowski、F. Gewers、M. Placke 和 S. Ramelow，准相位匹配量子频率转换器及高阶反向传播自发参量下转换的噪声分析，Opt. Express 32，42225（2024）。[45] K. Zhang、J. He 和 J. Wang，用于连接铯D2线与电信C波段的852 nm和1560 nm双向单光子级频率转换，Opt. Express 28，27785（2020）。[46] N. Maring、D. Lago-Rivera、A. Lenhard、G. Heinze 和 H. de Riedmatten，将606 nm存储器兼容单光子转换至电信C波段的量子频率转换，Optica 5，507（2018）。

# 连接紫外与电信波段的高性能量子频率转换：补充材料

Yi Yang, [1,2] Bin Wang, [2] Ji-Chao Lin, [2] Yang Gao, [2] Xin Li, [2] Jiu-Peng Chen, [3,2] Lei Hou, [3,4] Ye Wang, [1,3,4] Yong Wan, [1,3,4] Xiu-Ping Xie, [2,3] Ming-Yang Zheng, [2,3] Qiang Zhang, [1,2,3,4] 和 Jian-Wei Pan[1,3,4]

[1] *Hefei National Research Center for Physical Sciences at the Microscale and School of Physical Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China.*

[2] *Jinan Institute of Quantum Technology and CAS Center for Excellence in Quantum Information and Quantum Physics, University of Science and Technology of China, Jinan 250101, China.* [3] *Hefei National Laboratory, University of Science and Technology of China, Hefei 230088, China.*

[4] *Shanghai Research Center for Quantum Science and CAS Center for Excellence in Quantum Information and Quantum Physics, University of Science and Technology of China, Shanghai 201315, China.*（日期：2026年3月3日）

畴缺陷对转换效率的影响

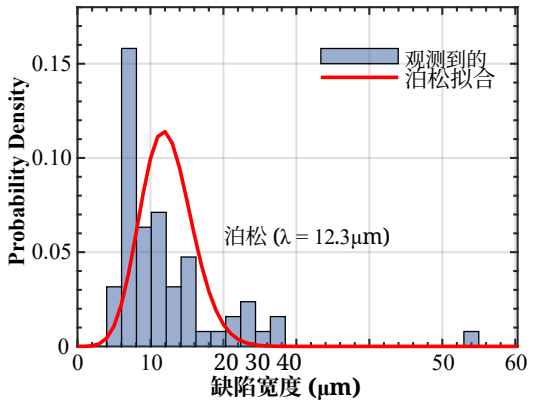


图 S1. 缺陷宽度分布。直方图显示实验数据，红色实线表示由平均宽度确定的泊松分布。

除了正文讨论的效率退化外，畴反转缺陷引起的随机相移还会导致光谱调谐曲线发生显著畸变。从理论上讲，这种响应由非线性系数分布 $d(z)$ 的傅里叶变换决定：$\eta \propto \left|\int_0^L d(z)e^{-i2\pi qz}dz\right|^2$，其中 $d(z)$ 定义于正文公式 (1) 和 (2) 中。

为验证缺陷模型，我们对两条长 20 mm 的波导进行了表征，其中分别包含 3 个和 101 个畴缺陷。图S2（a-b）展示了根据测得的缺陷宽度和分布计算得到的理论调谐曲线。理论预测捕捉到了实验数据的整体光谱趋势。然而，两者仍存在差异，尤其是在缺陷数量较多（101 个）的波导中。我们将这些偏差归因于模型中的简化处理：模型忽略了薄膜厚度和波导几何结构变化等结构非均匀性，此外，显微检测的有限分辨率也会带来测量误差。尽管存在这些偏差，理论与实验仍高度吻合，这证实畴缺陷是限制归一化转换效率的主要机制。

基于已验证的模型，我们通过模拟进一步研究畴缺陷的影响，并假设缺陷位置随机分布，缺陷宽度服从根据实验数据得出的泊松分布（图 S1）（$\lambda \sim 12.3\,\mu$m）。图 S2(c) 展示了不同缺陷数量下相对转换效率的概率分布。随着缺陷数量增加，分布的峰值明显向低效率区域偏移，表明达到理论归一化效率的概率迅速下降。具体而言，如图 $N = 1$所示，单个缺陷时相对效率保持在 90% 以上的概率降至约 40%；两个缺陷时则仅为 15%（$N = 2$），如图 S2(d) 所示。此外，图 S2(d) 中的模拟表明，对于厘米尺度波导，无论波导的具体长度如何，缺陷数量对转换效率的影响都保持一致。因此，要实现接近理论值的归一化效率，必须严格将畴缺陷数量限制在 $N \leq 2$。

归一化效率的实验表征

传播损耗表征

在周期性极化铌酸锂波导中测量了 393 纳米、527 纳米和 1550 纳米处的传播损耗（图 S3）。在 393 纳米和 527 纳米处，使用切回法测定这些损耗 [1]。我们记录了不同长度波导的透射率 $T$，并根据 $\ln(T)$ 对长度的线性拟合斜率提取传播损耗。这项分析得出衰减

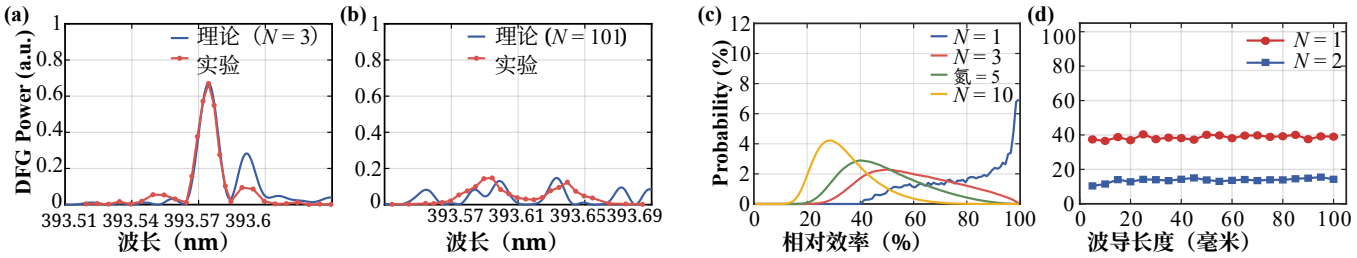


图 S2. 畴缺陷对光谱响应和相对转换效率的影响分析。(a) 和 (b) 分别比较含有 (a) $N = 3$ 个和 (b) $N = 101$ 个畴缺陷的波导的实验（橙色实线、实心圆）与理论（蓝色实线）光谱调谐曲线。(c) 不同缺陷数量下相对归一化效率的模拟概率分布。(d) 对于 $N = 1$ （红色实线、实心圆）和 $N = 2$ （蓝色实线、实心方块），达到 $> 90\%$ 相对效率的概率随波导长度的变化。

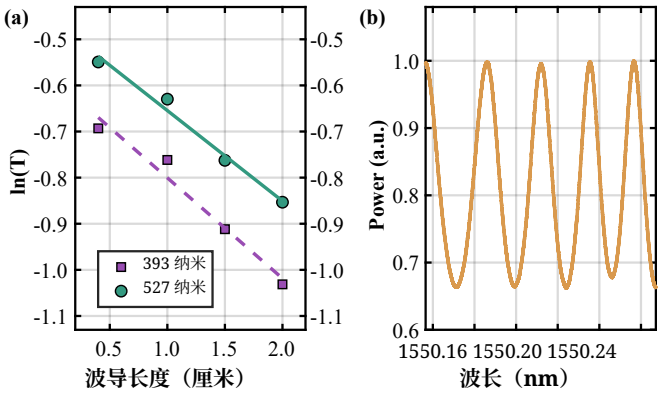


图 S3. 周期性极化铌酸锂波导的传输损耗。(a) 393 和 527 纳米处的截断法测量，其中 $T$ 表示波导透射率。ln($T$) 随长度变化的线性拟合得出传播损耗。(b) 1550 纳米处的法布里–珀罗测量，显示归一化透射光谱；根据条纹峰谷对比度提取传播损耗。

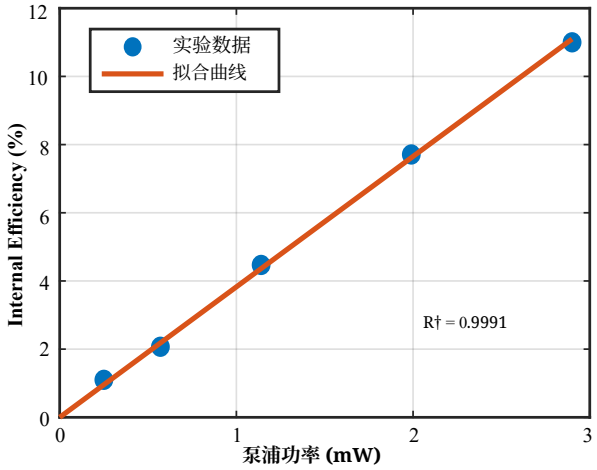


图 S4. 使用图 2(b) 中前五个低转换点对归一化转换效率进行拟合。实心圆表示测得的内部效率，实线表示线性拟合。

系数分别为在 393 纳米和 527 纳米处的 $\alpha_1 = 0.22\text{cm}^{-1}$ 和 $\alpha_2 = 0.20\text{cm}^{-1}$ 。

在 1550 纳米处，我们通过法布里–珀罗干涉法[2]测定传播损耗。归一化透射光谱呈现干涉条纹。随后根据条纹峰谷对比度计算传播损耗 $b$ ：

$$\alpha = \frac{1}{L}\ln\frac{R}{\bar{R}}, \quad R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2, \quad \bar{R} = \frac{1-\sqrt{b}}{1+\sqrt{b}}, \qquad (1)$$

其中， $R$ 是波导端面的菲涅耳反射率，$\bar{R}$ 由测得的峰谷对比度推导得出， $n$是 1550 纳米处的波导折射率， $L$ 是波导长度。根据此公式，计算得到 1550 纳米处的传播损耗为 $\alpha_3 = 0.12\ \text{cm}^{-1}$。

经传播损耗校正的归一化效率

在采用泵浦未耗尽近似且传播损耗可忽略的情况下，$\eta_{\text{int}}$ 与$\eta_{\text{nor}}$ 之间的关系通常表示为

$$\eta_{\text{int}} = \sin^2\left(\sqrt{\eta_{\text{nor}}P_2}L\right), \qquad (2)$$

其中 $L$表示波导长度。然而，显著的传播损耗，尤其是在紫外波长范围内，会导致偏离理想表现。为此，我们采用一种更现实的效率模型，将传播损耗纳入其中；在该模型中，相位匹配条件下的耦合模方程.....

条件形式为 [3, 4]:

$$\begin{cases} \dfrac{dA_1}{dz} = -i\kappa_1\theta^* A_3 A_2^* - \dfrac{\alpha_1}{2}A_1, \\ \dfrac{dA_2}{dz} = -i\kappa_2\theta^* A_3 A_1^* - \dfrac{\alpha_2}{2}A_2, \\ \dfrac{dA_3}{dz} = -i\kappa_3\theta A_1 A_2 - \dfrac{\alpha_3}{2}A_3, \end{cases} \tag{3}$$

其中， $A_i$、 $\alpha_i$、 $\theta$和 $\kappa_i$ 分别表示场振幅、功率衰减系数、模式重叠积分和 $i$波的归一化常数。在低转换效率近似下（$-i\kappa_1\theta^* A_3 A_2^*$ =0， $-i\kappa_2\theta^* A_3 A_1^* = 0$），修正内部转换效率可表示为 [3, 4]

$$\eta_{\text{int}} = \frac{\eta_{\text{nor}} P_2^{\text{out}} (e^{\Delta\alpha L} - 1)^2}{(\Delta\alpha)^2} \tag{4}$$

其中 $\Delta\alpha = (\alpha_1 + \alpha_2 - \alpha_3)/2$。

将正文图 2(b) 中的低转换率测量数据拟合到公式（4，得到归一化转换效率为 703 ± 17 %/（W · ·c m$^2$）（95% 置信区间，$R^2$ = 0.9991），如图S4所示。相比之下，标准无损耗正弦型表达式（公式（2））给出的数值为 1141%/(W·cm$^2$)，显著高估了理论值。

噪声功率模型的修正

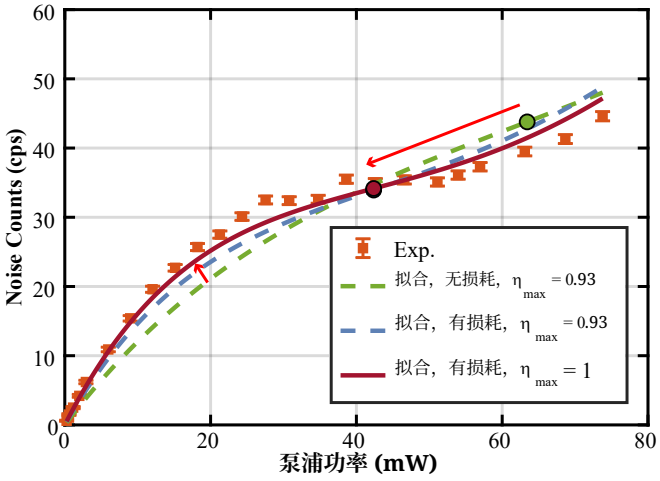


图 S5. 噪声计数随泵浦功率的变化。橙红色方块：测量数据。绿色和蓝色虚线：分别为不考虑和考虑传播损耗时的噪声拟合，二者均假设最大转换效率为 93%。橙红色实线：考虑传播损耗且假设最大效率为 100% 时的噪声拟合。

根据参考文献 [5],中描述的噪声机制，由短波长泵浦光引起的噪声与泵浦功率的关系为:

$$N(P) = a \cdot P \int_0^L \left(1 - \eta_{\text{int}}^{\max} \sin^2\left((L-x)\sqrt{\eta_{\text{nor}} P}\right)\right) dx, \tag{5}$$

其中 $a$ （Hz/W/cm）是线性噪声生成系数，而 $L$ 是波导长度。使用这一无损模型拟合实验数据后，我们发现明显偏差：预测的噪声增长最平缓点对应的泵浦功率高于实际观测值（图 S5）。为准确复现实验行为，我们确定了两个关键修正因素：传播损耗和最大内部转换效率。将这些因素纳入后，得到修正后的表达式:

$$N(P) = a \cdot P \int_0^L e^{\alpha_{\text{pump}}(L-x)} \Big[1 - \left(1 - e^{-\alpha_{\text{DFG}}(L-x)}\right) - \eta_{\text{int}}^{\max} \sin^2\left((L-x)\sqrt{\eta_{\text{nor}} P e^{\alpha_{\text{pump}}(L-x)}}\right)\Big] dx. \tag{6}$$

根据有修正和无修正的模型拟合实验数据的比较如图 S5所示。可以看出两项关键改进。首先，传播损耗解释了饱和功率的偏移，重现了观测到的局部平台。其次，将 $\eta_{\text{int}}^{\max}$从实测的 93% 调整为理论上的 100%，使拟合结果更贴近实验曲率，因为电信波段噪声的反转换不受高阶模式的限制。综合考虑传播损耗和效率修正后，便可对量子频率转换过程中的噪声行为进行精确的理论预测。

系统长期稳定性

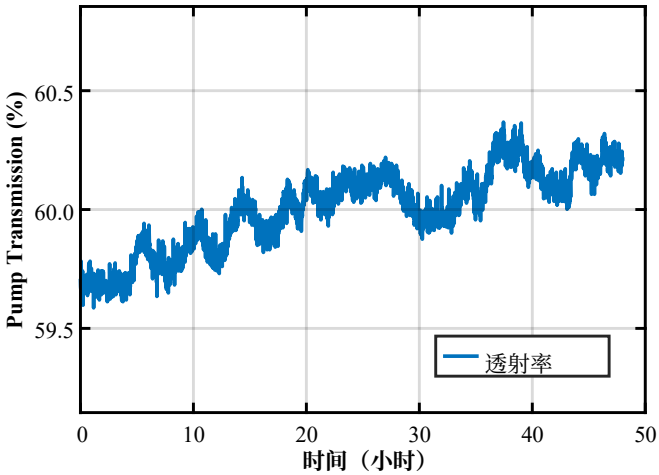


图 S6. 泵浦光透射进入波导的长期监测。

差频产生装置表现出优异的长期稳定性，这得益于精确的

波导温度控制（峰峰值波动< 5mK）以及能够最大限度减少气流和环境温度漂移的封闭光路。在这些条件下，持续监测泵浦光耦合进入波导的情况达 48 h，结果显示其相对峰峰值波动为 1.4%，均方根波动为 0.28%（图 S6）。Fabry–P´erot 腔主动稳定在峰峰值 1 mK，对应于 ∼1.2 MHz 的频率漂移。这些措施确保系统稳定性满足量子网络应用长时间运行的要求。

[1] R. Kappeler、P. Kaspar 和 H. J¨ackel，使用三维有限差分时域法的截断法计算W1光子晶体波导的传播损耗，Photonics Nanostruct. Fundam. Appl. 9, 235 (2011). [2] S. Taebi、M. Khorasaninejad 和 S. S. Saini，波导损耗测量的改进法布里–珀罗干涉法，Appl. Opt. 47, 6625 (2008). [3] M. L. Bortz、S. J. Field、M. M. Fejer、D. W. Nam、R. G. Waarts 和 D. F. Welch，退火质子交换铌酸锂$_3$波导中的非临界准相位匹配二次谐波产生，IEEE J. Quant. Electron. 30, 2953 (1994). [4] R. V. Roussev，周期性极化铌酸锂中的光频混频器：材料、建模与表征，斯坦福大学博士学位论文 (2007). [5] N. Maring、D. Lago-Rivera、A. Lenhard、G. Heinze 和 H. de Riedmatten，将存储器兼容单光子从606 nm进行量子频率转换至电信C波段，Optica 5, 507 (2018).