金刚石纳米结构中人造原子的模块化芯片集成光子控制

KevinJ. Palm[1],†,*, *MarkDong*[1],2,†,*, *D.Andrew Golter*[1], *Genevieve Clark*[1,2], *Matthew Zimmermann*[1], *Kevin C. Chen*[2], *Linsen Li*[2], *Adrian Menssen*[2], *Andrew J. Leenheer*[3],*Daniel Dominguez*[3], *Gerald Gilbert*[4],*, *Matt Eichenfield*[3], 5,*, *and Dirk Englund*[2],6*[1] *The MITRE Corporation, 202 Burlington Road, Bedford, Massachusetts 01730, USA*

[2] *Research Laboratory of Electronics, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139, USA*

[3] *Sandia National Laboratories P.O. Box 5800 Albuquerque New Mexico 87185 USA , , , , , , , ,*

[4] *The MITRE Corporation 200 Forrestal Road Princeton New Jersey 08540 USA*

[5] *College of Optical Sciences, University of Arizona, Tucson, Arizona 85719, USA*[6] *Brookhaven National Laboratory, 98 Rochester St, Upton, New York 11973, USA and*

†*These authors contributed equally*(日期：2023年1月11日)

arXiv:2301.03693v1 [quant-ph] 9 Jan 2023

构建长距离量子网络和分布式量子计算的核心目标之一，是开发互连且可独立控制的量子比特节点。金刚石中的类原子发射体已成为光学联网量子存储器的领先体系，推动了可扩展原子控制所需的可见光谱多通道光子集成电路（PIC）系统的发展。然而，如何实现具有量子比特层的光学可编程性，并使其能在多个光通道上实现较高的光学探测概率，仍是一项尚未解决的挑战。在此，我们通过引入模块化架构来解决这一问题：该架构由压电驱动的原子控制光子集成电路（APIC）和嵌入金刚石纳米结构中的人造原子构成，旨在实现高效率自由空间收集。高速四通道 APIC 采用分束树形网格，并配备三相位移器马赫-曾德尔干涉仪。该设计同时实现了可见光波长下的宽光谱工作、低电压下的高保真度开关（$>$ 40 dB）、亚 μs 调制时间尺度（$>$ 30 兆赫），以及极低的通道间串扰，从而实现可重复的光脉冲整形。借助可重构自由空间互连，我们利用 APIC 对带有反向锥形耦合器的独立金刚石波导中的单个硅空位色心进行寻址，实现了高效的单光子探测概率（15%）和所有通道的二阶自相关测量 $g^{(2)}(0) < 0.14$ 。这种分布式 APIC—量子存储系统的模块化设计简化了量子控制问题，有望进一步扩展至数千个通道。

已批准公开发布；可无限制分发。公开发布案件编号22-4195 © 2022年 MITRE公司。保留所有权利。

一、引言

固态人造原子 [1], 其中许多具有长寿命量子存储器 [2–5], 可实现基于光子介导的远程纠缠 [6, 7], , 并可与光子学异质集成 [8, 9], , 是构建大规模量子网络的有前景平台 [10–12]。这些类原子发射体的联网需要高效且高保真的光学接口，以支持可重构的光学寻址，并收集可见波长下的光致发光（PL）。因此，光学控制层面临两项挑战：i）以高速度、可扩展且高保真地操控光场，这需要原子控制光子集成电路（APIC） [13] 平台配备高质量光开关；ii）从可远程寻址的单个发射体中实现可扩展、高效率的光子收集。尽管此前展示的可见光波长 APIC 平台（例如薄膜铌酸锂）氮化硅 [14–16], 热调谐氮化硅 [17–19],和压电驱动氮化硅 [20–23] 均展现出可扩展性的潜力，但目前尚无一种平台能同时实现宽带光学工作、在纳秒时间尺度下具有高开关对比度（$>$ 40 dB），以及低电压工作。在光子收集方面，已有研究利用浸没透镜 [27–29]和腔 [8, 30–33], 等光子纳米结构，或通过锥形波导进行单通道光纤收集 [8, 34, 35], 借助标准共聚焦显微技术 [24–26], 实现了高效收集。也有研究报道了通过异质集成光子芯片 [9, 36, 37] 进行收集，但金刚石-芯片界面会带来一定的光学损耗。迄今为止，以往研究都将光学控制层的两方面分别处理，但如何在单一可扩展系统中结合 i）和 ii）的要求，仍是一个有待解决的问题。

本文介绍了一种用于光学控制层的架构，该架构由模块化压电驱动的原子控制光子集成电路（APIC）和植入单个发射体的金刚石微芯片组成。在此配置中，激发光路与收集光路相互垂直，使反向锥形金刚石波导能够利用

*kpalm@mitre.org；mdong@mitre.org；ggilbert@mitre.org；eichenfield@arizona.edu；englund@mit.edu

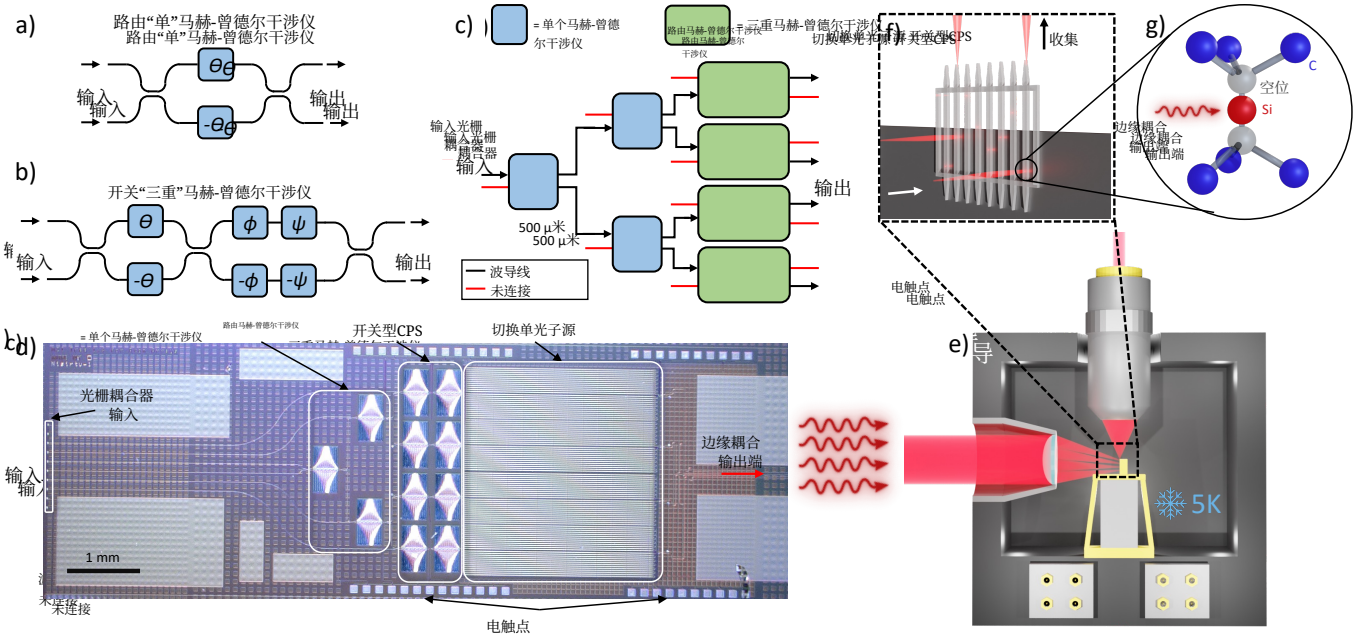


图 1. 用于局部寻址多个量子发射体的光子集成网络交换机架构。a）路由“单”马赫-曾德尔干涉仪将单个输入分配至四个端口；b）开关“三重”马赫-曾德尔干涉仪可实现快速、任意的高消光比光脉冲控制。路由马赫-曾德尔干涉仪由一个悬臂梁相移器（CPS）和两个 50:50 定向耦合器组成；开关马赫-曾德尔干涉仪则由两个 CPS、一个应变光学相移器（SPS）和三个 50:50 耦合器组成。c）二叉树交换机设计示意图。d）已制成的集成网络交换机显微镜图像，标注了 CPS 和 SPS。光从左侧的光栅耦合器输入，并从右侧的边缘耦合输出端收集。e）容纳量子发射体的低温恒温器装置；交换机发出的光经自由空间传输，用于量子控制实验。f）金刚石量子微芯粒；g）植入其中的硅空位色心，芯片发出的光脉冲可控制其光学发射。金刚石纳米结构可高效收集发射体发出的光。

自由空间模式转换，沿与波导平行的光路实现高效收集，同时保持通过垂直光路选择性寻址大面积内多个不同发射体的能力。我们首先通过 APIC 交换机满足要求 i），以此展示我们的控制方案。该交换机采用四通道二叉树网格 [13]，具备可见光波长交换和功率路由功能。APIC 的交换电路采用光学宽带三相移器设计，利用硬件纠错 [38, 39] 以及强于以往设计的应变光学响应，从而在保持高对比度（> 40 dB）和高速（> 30 兆赫）交换性能的同时，实现低交换电压。该交换机的通道间串扰可忽略不计，并可在全部四个输出端实现可重复的任意脉冲整形，同时支持端口间以 > 1 兆赫进行功率平衡。我们还将 APIC 应用于一组局部量子发射体，以此进一步展示要求 ii）：将光输出通道投射到安装在 5 K低温恒温器中的金刚石微芯片 [9] 内的离子植入硅空位色心（SiV） [28, 40]上。通过光致发光激发（PLE）和二阶自相关测量，我们展示了对四个空间上相互分离的色心进行独立时间控制的光学寻址，并实现了较高的（15%）收集效率、152 MHz - 287 MHz 的单发射体线宽，以及 $g^{(2)}(0)$为 0.06 - 0.14。该架构的模块化设计使得只需将不同组的金刚石微芯片小片装入低温恒温器装置中，即可轻松切换不同组的量子发射体。我们的 APIC 激发和金刚石收集技术应能实现对发射体的可扩展量子控制，使其成为更大型量子节点网络的一部分。

II. 光子集成开关设计与操作

我们的 APIC 到金刚石控制架构示意图如下。APIC 设计由一个“单级”路由马赫-曾德尔干涉仪（MZI）（图 1a）和一个“三重”开关 MZI（图 1b）组成，二者按二叉树架构排列（图 1c）。路由 MZI 中的单个悬臂梁相移器（CPS） [22] 将所需光量导向相应的输出端。开关 MZI 使用三个移相器：两个 CPS，借助对制造缺陷具有鲁棒性的硬件纠错，实现交叉端口和直通端口的宽带、高保真路由（> 40 dB） [39]；第三个是应变光学相移器（SPS） [21, 41], ，可实现快速相位响应，以便对输出通道进行开关控制

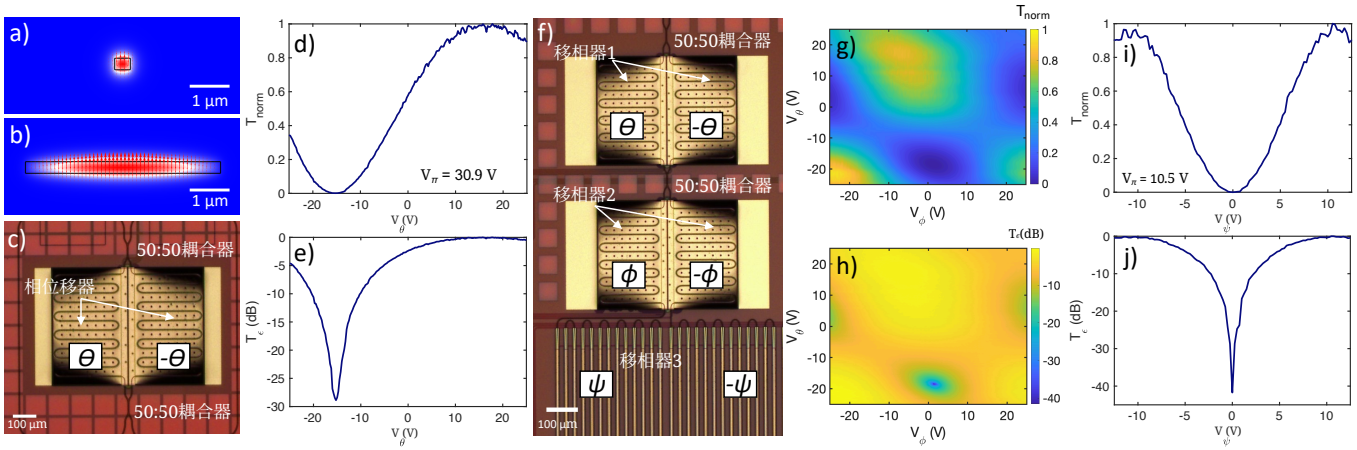


图 2. 器件性能与校准。SPS 中 a) 400 nm 波导和 b) 5 μm 波导的横磁光波导模式仿真。c) 路由马赫-曾德尔干涉仪的显微镜图像。在相位移器两侧施加反对称电压，以获得最大的驱动范围。d) 归一化透射率（$T_{norm} = T/T_{max}$）和 e) 消光比（$T_\epsilon = 10 \times log(T_{norm})$），测量时将施加到悬臂梁的电压从 -25 V 扫描至 25 V。单个相位移器可实现 25–30 dB 的消光比。f) 具有三个移相器的开关马赫-曾德尔干涉仪显微镜图像。将 SPS 保持在 0 V，对前两个 CPS 进行校准，以最大化输出端口消光比。g) 归一化透射率 T_{norm} 和 h) 消光比 T_ϵ 图，测量时扫描施加到两个 CPS 的电压。与单个马赫-曾德尔干涉仪相比，增加第二个悬臂梁可使输出消光比超过 40 dB。i) SPS 的归一化透射率 T_{norm} 和 j) 消光比 T_ϵ 图；在开关马赫-曾德尔干涉仪中的两个 CPS 校准后，对 SPS 进行校准。

。运行期间，CPU 控制器将两个 CPS 编程为把光导向光 dump 端口，同时将 SPS 保持在 0 V。随后，我们可以向 SPS 发送任意脉冲序列，将光切换至输出端口，而无需改变施加到 CPS 上的直流电压。

图 1d 展示了 APIC 的显微镜图像，并标出了不同的移相器和电触点。我们通过光纤阵列，经由一个通往路由马赫-曾德尔干涉仪的光栅将光输入芯片，而其他输入端仅用于器件校准。随后，我们用高数值孔径物镜收集各输出端的边缘耦合光，从而能够将输出成像到任意系统中，用于光学控制实验。图 1e 展示了光学成像示意图，其中输出通道被投射到低温恒温器中，用于对金刚石波导中的量子发射体进行光学控制（图 1f），例如硅空位中心（图 1g）。这种配置能够垂直激发金刚石波导；发射体发出的单光子荧光耦合至金刚石波导模式，并如图 1f 所示，向上垂直发射，以便通过反向锥形耦合器收集。与光纤耦合或光子集成电路集成相比，这种自由空间收集方式所用的收集光学元件损耗低且对失准不敏感，因此能够实现高效、可扩展的探测。集成光学元件的电控通过一块定制印刷电路板（PCB）及其与 APIC 的引线键合实现。嵌入美国国家仪器公司 PXIe 系统的商用任意波形发生器电路板用于控制 CPS 和 SPS。一块具有 22 个有源通道的电路板控制 CPS，提供 $\pm$ 25V，另外两块电路板各具有四个任意波形发生通道，用于控制 SPS，提供 $\pm$ 2.5 V。PCB 上的高速放大器将信号放大后送至 SPS，使其达到 $\pm$ 12.5 V。有关系统光学和电气元件的更多详情，请参见补充材料第 1 节和第 2 节。

图2总结了通过监测每个边缘耦合光输出的透射率，对 APIC 进行的表征和校准。在所有光学测试中，我们使用波长为 737 纳米的激光，将光耦合至芯片上宽 400 纳米、厚 300 纳米的氮化硅波导的横磁模中（模式形状的模拟结果见图2a）；波导在 SPS 中绝热扩展至 5 μ米宽（图2b），以提高应变光学灵敏度 [21, 41]。与横电模相比，限制较弱的横磁模具有更高的光弹响应度 [42]，，因此相位移器的 V_π 低于先前报道的结果 [21]。路由马赫-曾德尔干涉仪的直流校准结果（图2c）见图 2d–e；开关马赫-曾德尔干涉仪的直流校准结果（图2f）见图2g–j。这些结果突显了 SPS 在开关操作中的低电压特性和高开关消光比。三相位移器能够实现如此高的消光比，得益于第二个 CPS 对 50:50 定向耦合器制造误差的补偿。各输出端口的校准数据见补充材料第3节。

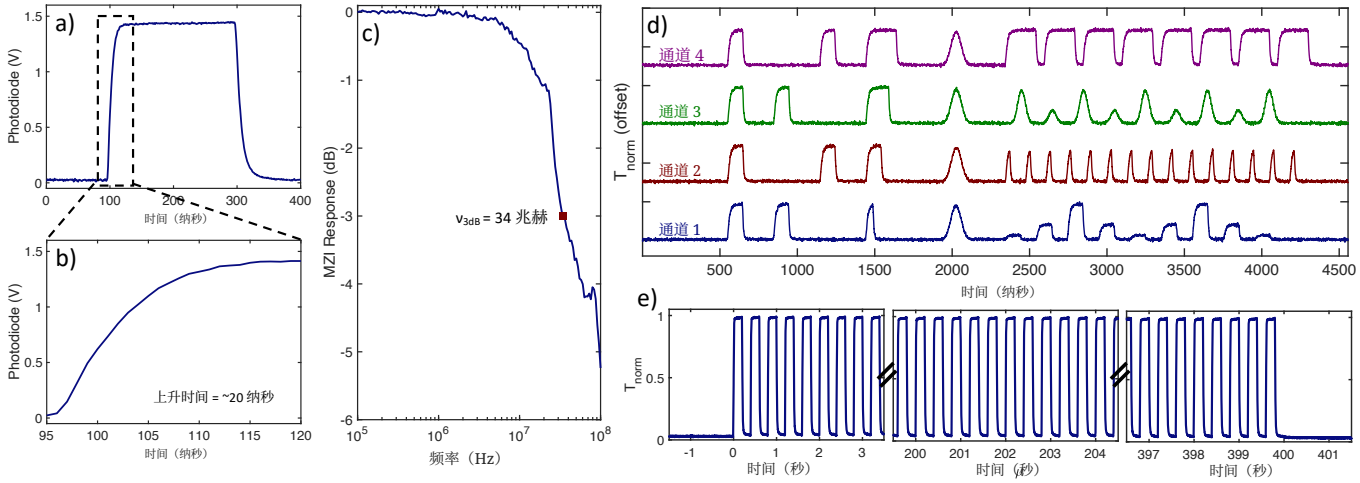


图3. 高速器件脉冲测试。a) 测得的芯片输出端口的200纳秒脉冲；b) 脉冲的局部放大图，显示其上升时间为 ~20 纳秒（来自SPS）。c) 3V正弦信号的归一化调制器响应，显示-3 dB截止频率为 $\nu_{3dB} = 34$ 兆赫。d) 脉冲方案示意图，展示二叉树实现任意脉冲方案的能力。每个输出端均可在任意时间输出任意长度、形状和幅度的脉冲。e) 重复输出占空比为50%的200纳秒脉冲，以测量器件的一致性。连续输出1000个脉冲时，脉冲积分面积的标准差为 6.8×10^{-4} 。

III. 脉冲表征与稳定性

我们通过向开关马赫-曾德尔干涉仪中的每个 SPS 施加具有代表性的脉冲序列，测试了开关的光脉冲切割性能。由于校准过程的设定，输出的“关”态定义为 0 V；施加实验测定的交叉态电压即可实现完整的“开”态。通过将施加电压设定在交叉态与直通态电压之间，可产生幅度低于最大值的不同脉冲。利用 125 MHz 光电二极管进行时间分辨测量，我们发现，在编程设置 200 纳秒脉冲（图3a、b）时，所有通道的上升和下降时间均为 ~20 纳秒。小信号频率响应（图3c）显示，-3 dB 截止频率为 $\nu_{3dB} = 34$ 兆赫，因此每个通道都可实现 > 30 兆赫的光学控制。该器件还可在更高的调制速度（> 100 兆赫）下运行，但响应度会降低（< -6 分贝）。

为探索光学控制的可编程性，我们测试了各种脉冲序列。图3d展示了各输出端的测量结果，并显示了该系统的四种不同能力：i) 可同时对任意一组输出端施加脉冲；ii) 可独立调节每个脉冲的宽度；iii) 可对波形进行时间幅度调制，使其呈现不同形状，例如方波或高斯波形；iv) 可独立设置脉冲高度。满足这些条件后，我们的芯片便能够实现一整套量子旋转 [43]。此外，我们通过施加重复的 200 纳秒脉冲（间隔为 200 纳秒）并测量每个脉冲的偏差，评估了器件脉冲的一致性。对于 1000 个脉冲，我们测得脉冲面积一致性（1σ 标准差）为 6.8×10^{-4} ，表明脉冲均匀性良好且稳定。图3e展示了该脉冲序列开始、中间和结束时的脉冲示例。最后，我们未观察到不同移相器之间存在由热效应、电效应或压电效应引起的串扰（详情见补充材料第4节）。

第四节. 多个单独硅空位中心的独立寻址

为了展示 APIC 的适用性，我们使用它对一组硅空位中心中的单个发射体进行共振驱动。如图4a所示，APIC 将每个端口垂直投射到低温恒温器中的独立金刚石波导上。金刚石波导采用朝向收集光路的反锥形端面耦合器制成，从而实现 15% 的高收集效率（有关金刚石制备的完整信息，请参见方法；有关收集效率的计算，请参见补充材料第 5 节）。反锥形结构将发射的光致发光限制在数值孔径远小于收集光学元件数值孔径的范围内，从而实现可扩展收集。在激发光路中，我们加入了空间光调制器（SLM），用于对各投射光束进行微小的空间调整。这使我们能够独立地将每个激发光斑引导至金刚石波导中的特定硅空位中心。值得注意的是，空间光调制器在初始编程后，会在整个实验过程中保持静态，因此其较慢的重新配置时间（~100Hz）不会对激发实验造成影响。我们对每个硅空位中心进行共振激发，同时使用 750纳米长通滤光片收集声子边带（PSB）发射，以滤除多余的泵浦光。我们将这些荧光投射

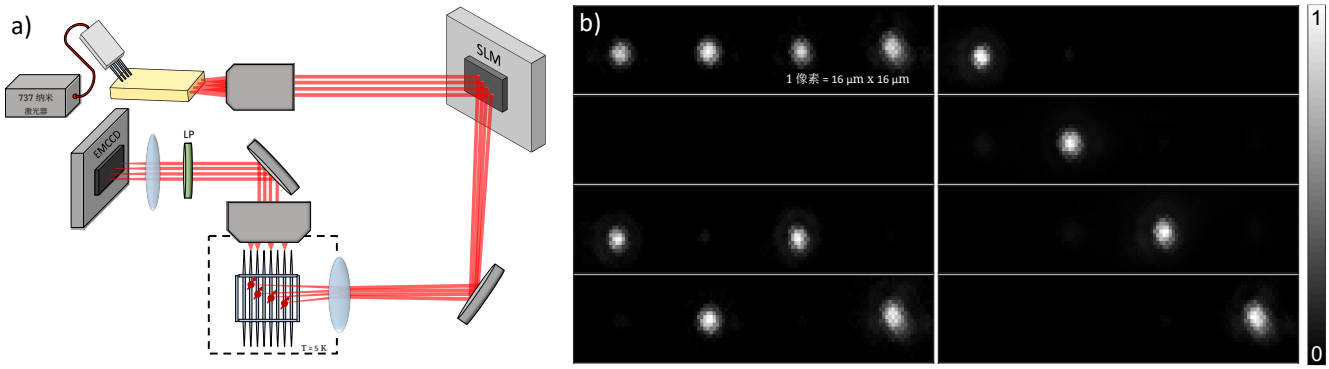


图 4. 对硅空位色心的独立光学控制。a) 实验装置。737纳米激光通过光栅耦合器输入二叉树。利用空间光调制器引导光束照射到各个硅空位中心，将四个输出端成像到金刚石微芯片上。收集硅空位中心的发射，用750纳米长通滤光片（线偏振）滤除声子边带，并将其成像到电子倍增电荷耦合器件上。b) 对四条不同金刚石波导进行的同步光致发光激发测量。通过驱动APIC，可以独立控制各波导中发射体的发射，并实现高消光比。每个面板展示了驱动输出端的不同组合，表明发射体发射完全独立。

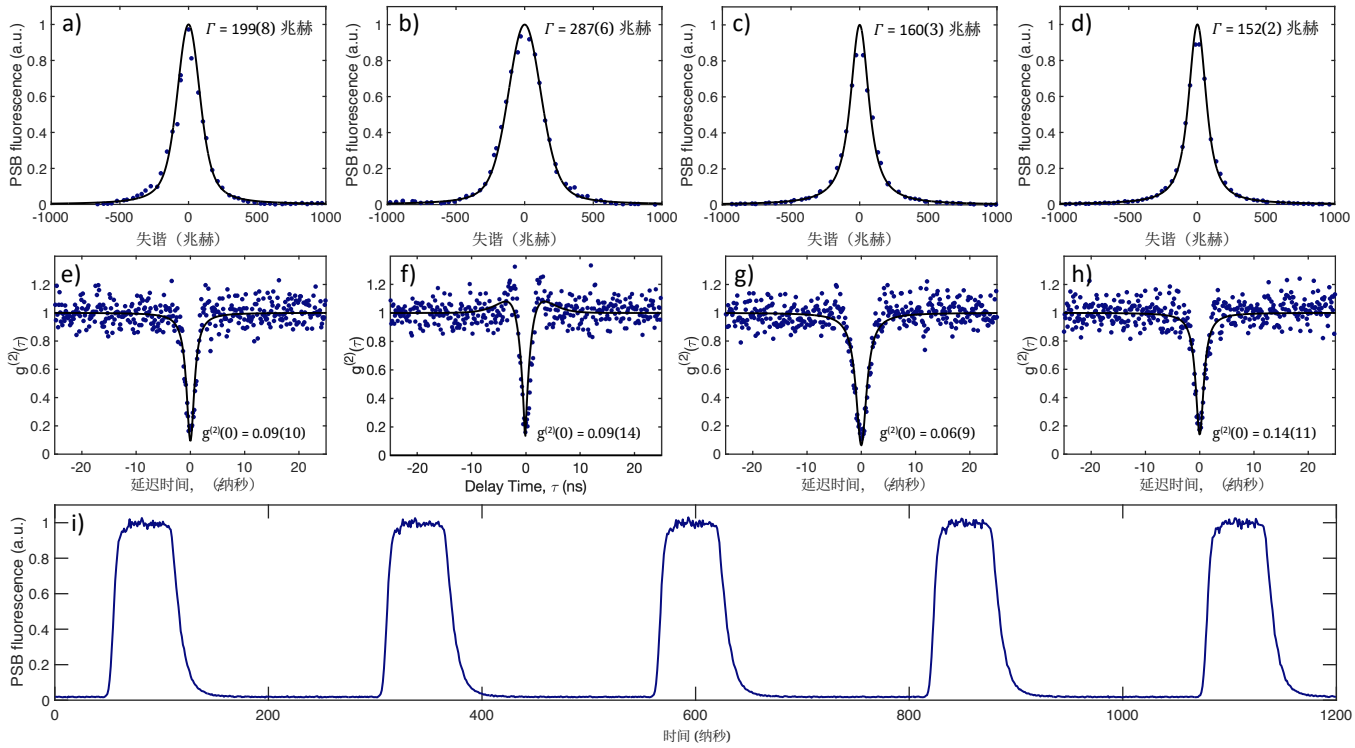


图 5. 单个硅空位发射体的直接寻址与时间控制。a–d) 使用APIC激发的单个硅空位中心的光致发光激发光谱。每个空位由不同APIC通道的光激发。e–h) 同一批单个硅空位中心的自相关测量。对于每个发射体，$g^{(2)}(0) < 0.14$，远低于0.5的阈值，证明了单光子发射。i) 脉冲荧光展示了对单个发射体发射的时间控制。所示数据为3分钟内积分所得。

到电子倍增电荷耦合器件（EM-CCD）上。图4b展示了30 秒的采集结果，所收集的荧光按每幅图像中的最亮点归一化，且未经过进一步的图像处理。这一序列展示了对四条不同金刚石波导中的硅空位中心进行独立且同步的光学控制。由于金刚石内部局部应变存在差异，零声子线（ZPL）的非均匀分布范围超过了激发激光线宽。为了同时收集多个波导中的硅空位中心发射，我们提高了金刚石样品的温度，使零声子线线宽展宽，从而实现光谱重叠。因此，对于这些图像，我们很可能在每条金刚石波导中激发了多个发射体

这是由于样品中硅空位中心的密度较高（每条波导有>50个发射体）。

然而，为了展示该方案在控制单个发射体方面的适用性，我们将金刚石样品冷却至 5开尔文的基温，并重复激发方案，使每个通道均投射到一个光谱分辨的硅空位中心上。图 5a–d 展示了四条不同波导中硅空位中心的 PLE频率扫描，线宽为 $<$ 290兆赫。二阶关联测量显示出明显的反聚束，归一化的 $g^{(2)}(0)$ 范围为 0.06 $\pm$ 0.09 至 0.14 $\pm$ 0.11，远低于单光子发射的 0.5 阈值（图 5e–h）。我们测得发射体的平均寿命为 1.76(1) 纳秒（见补充材料第5节），与离子注入硅空位中心的其他测量结果一致[44]。将马赫-曾德尔干涉仪树的输出端同时投射到这些发射体上后，我们向其发送脉冲序列，以时间控制硅空位中心发射。图 5i 展示了一个脉冲串示例：我们以 250 纳秒为周期，反复向其中一个通道（通道 3，图 5c、g）发送 100 纳秒脉冲，并使用时间分辨雪崩光电二极管收集荧光，展示了对单光子源的时间控制。

V. 讨论

我们介绍并展示了一种可扩展的光学控制系统，可对类量子原子发射体进行独立寻址。APIC 和金刚石微芯片模块化设计可扩展至数千个端口，并可与面向 VSLI 器件的 CMOS控制电子设备集成。通过权衡消光比与施加电压，还可进一步降低工作电压；例如，如果仅要求 30 dB 的消光比，则可在施加 <2.5 V 信号的情况下对 SPS 进行脉冲驱动。金刚石收集架构也易于扩展：通过将波导进行模式转换，可实现对多个波导的高效收集，数值孔径为 0.26（见补充材料第 6 节）。采用本装置所用的收集光学元件时，在线性阵列中，波导间距为 3 μm 时，波导数量可扩展至 2975 个，同时不损失收集效率。目前，芯片上的损耗限制了该平台的可扩展性，测得的总插入损耗为 -19.2 dB。该损耗主要源于光栅耦合器效率较低（10%）；通过设计和制造迭代可提升其效率（改进后的光栅耦合器结果见补充材料第 7 节，>40 %）。

未来的工作将利用这一平台运行量子发射体的独立光学控制方案。借助已经演示的应变调谐 [45, 46]，，我们设想利用同一 APIC 平台构建第二块芯片，以实现量子发射体的光谱匹配，这是量子计算所必需的功能。更广泛地说，宽带 [21, 22] APIC 技术可应用于其他光学俘获原子系统 [47–53]，并将推动该领域近期的实验光学量子控制。

第六节. 方法

A. 光子集成电路校准

开始校准时，将第一个输出通道发出的光聚焦到光电二极管上。使用光阑确保测量的只有来自当前启用输出端的光。实验中的所有设备均由一台笔记本电脑控制，它能够设定施加电压，并读取功率计测得的数值。我们首先校准路由马赫-曾德尔干涉仪。施加电压以 0.1 V 为步进，从 -25 V 扫描至 25 V，并在每个间隔处读取功率。电压以差分方式施加到 CPS 上：一侧悬臂梁施加 $+$V，另一侧施加 -V，名义上分别为每条路径产生 θ 和 $-\theta$ 相移。校准期间，其他所有移相器的电压均保持恒定。为确定交叉态和直通态，我们对数据拟合一条带偏置的正弦曲线，并取其最大值和最小值。

接下来，我们校准三移相器开关马赫-曾德尔干涉仪。首先将 SPS 的电压设为 0 V，然后校准 CPS。由于该 MZI 的总消光比取决于 θ 和 $\phi+\psi$ 之间的关系，因此我们对施加电压进行嵌套二维扫描，扫描范围为 -25 V 至 25 V，步进为 0.25 V。通过对数据拟合二维正弦曲线，并分别取最大值和最小值，确定交叉态和直通态。随后将两个 CPS 设为直通态（最小透射率），并以 0.1 V 为步进，将电压从 -25 V 扫描至 25 V，以校准 SPS。SPS 也采用推挽配置进行差分驱动。我们对这些数据拟合带偏置的正弦曲线，以确定其交叉态和直通态。按照这种校准设置，由于 CPS 被设为直通态，直通态被定义为 0 V。完整校准结果见补充信息第3节。

B. 金刚石芯片制造

为在金刚石中生成带负电的硅空位中心，我们通过 Ar/Cl_2 等离子体刻蚀去除顶部 7 μm，随后进行 O_2 刻蚀，以缓解金刚石薄片表面的应变。随后，以 190 keV 的能量、5×10^{10} ions/cm^2 的剂量对样品进行 Si^{29} 注入（Innovion公司）。接着，在超高真空炉中（$<10^{-7}$ mbar）于 1200 ℃ 退火，并在沸腾的三酸混合液中清洗（硝酸、硫酸和高氯酸按 1:1:1 混合，温度为 345 ℃）。在金刚石上通过化学气相沉积形成 180 nm 厚的氮化硅（Si_3N_4），并使用电子束光刻和 CF_4 反应离子刻蚀（RIE）进行图案化。我们使用氧气电感耦合等离子体（ICP）RIE 对金刚石量子微芯粒（QMC）进行各向同性欠刻蚀

最后，将样品浸入氢氟酸中，以去除 Si_3N_4 硬掩模和氧化铝 [54]。

C. 硅空位中心线宽与自相关测量

本实验所用的金刚石样品被加工成量子微腔 [9] ，如上所述。随后，我们将量子微腔断开为独立的波导，并用钨针将其放置在切割硅芯片的边缘，使其悬伸出去。我们将硅芯片垂直安装在 Montana低温恒温器中，以实现垂直激发和收集。

测量各个硅空位中心发射体时，我们每次将一个波导模式耦合到多模光纤中，以实现高效收集。我们使用 Nelder-Mead单纯形算法进行拟合优化，并用 Voigt轮廓拟合发射体的 PLE线宽扫描。进行自相关测量时，我们使用 50:50光纤分束器，将光送至 Hanbury-Brown-Twiss 装置中的两个雪崩光电二极管。测量期间，我们通过收集物镜将脉冲 532纳米光输入波导。我们输入获得最高计数率所需的最低再泵浦量，从而最大限度地完成电荷态初始化。我们对探测器进行门控，仅在再泵浦光束关闭时收集数据。

为了拟合 $g^{(2)}$ 值，我们对数据进行了洛伦兹拟合。

$$g^{(2)}(\tau) = C_1 + C_2 \left(\frac{\frac{1}{2}\Gamma}{\tau + \left(\frac{1}{2}\Gamma\right)^2} \right) \quad (1)$$

其中， τ 是符合计数之间的延迟时间， C_1和 C_2 分别是偏移因子和缩放因子， Γ 是发射体光谱的半高全宽。对于表现出明显聚束行为的那一个发射体，我们使用三能级系统拟合数据，并加入整体偏移因子和缩放因子，以补偿雪崩光电二极管的暗计数和抖动导致的数据非理想性。

$$g^{(2)}(\tau) = C_1 + C_2 \left(1 - (1+a)e^{-|\tau|/\tau_1} + ae^{-|\tau|/\tau_2}\right) \quad (2)$$

其中， τ 是符合计数之间的延迟时间， C_1和 C_2 分别是偏移因子和缩放因子，a 是决定光子聚束强度的缩放因子， τ_1 是反聚束时间常数， τ_2是聚束时间常数。与标准洛伦兹拟合相比，我们得到的$g^{(2)}$(0)数值相近（0.09 对 0.07）。稿件中报告的误差条对应于拟合参数的一个标准差。

致谢

本项工作的主要资金由 MITRE 通过量子登月计划提供。D.E. 感谢布鲁克海文国家实验室提供部分支持；该实验室由美国能源部基础能源科学办公室通过合同编号 DE- SC0012704 提供支持，并获得 NSF RAISE TAQS计划的资助。M.E. 的部分工作由综合纳米技术中心资助；该中心是由美国能源部科学办公室运营的科学办公室用户设施。M.D. 和 M.Z. 感谢 MITRE 工程师 L. Chan、K. Dauphinais 和 S. Vergados 在机械和电子组件制作方面提供的支持。K.P. 和 M.D. 感谢 S. Trajtenberg 和 Y. S. Duan 提供额外的实验支持，并感谢 C. Li 和 Y. Hu 提供宝贵的交流意见和建议。

作者贡献

K.J.P. 搭建了实验装置，并进行了器件表征和校准实验。K.J.P. 和 D.A.G. 在 G.C. 和 M.D. 的协助下，搭建并开展了硅空位中心直接激发实验。K.J.P. 进行了数据分析。M.Z. 设计了电子控制系统。M.D. 在 A.M. 的协助下设计了 APIC。M.E. 和 A.J.L. 在 D.D. 的协助下监督了 APIC 的制造。K.C.C. 和 L.L. 制造了金刚石微芯片。K.C.C. 进行了金刚石波导仿真。M.D. 和 D.E. 提出了实验构想并设计了器件架构。M.D.、G.G.、M.E. 和 D.E. 监督了该项目。K.J.P. 和 M.D. 在所有作者的意见参与下撰写了稿件。

附加信息

有关光子集成电路和收集装置的编程与校准实验方法的补充信息可供查阅。

利益冲突

D.E. 担任 QuEra Computing 的科学顾问，并持有该公司的股份。

数据可用性

本文图表所依据的数据可应合理请求向通讯作者索取。

[1] M. Atat¨ure、D. Englund、N. Vamivakas、S.-Y. Lee 和 J. Wrachtrup，《基于自旋的光子量子技术的材料平台》，Nature Reviews Materials **3**，38（2018年）。[2] N. Bar-Gill、L. M. Pham、A. Jarmola、D. Budker 和 R. L. Walsworth，《固态电子自旋相干时间接近一秒》，Nature Communications **4**，1743（2013年）。[3] C. E. Bradley、J. Randall、M. H. Abobeih、R. C. Berrevoets、M. J. Degen、M. A. Bakker、M. Markham、D. J. Twitchen 和 T. H. Taminiau，《具有长达一分钟量子存储能力的十量子比特固态自旋寄存器》，Physical Review X **9**，031045（2019年）。[4] M. V. G. Dutt、M. V. Gurudev Dutt、L. Childress、L. Jiang、E. Togan、J. Maze、F. Jelezko、A. S. Zibrov、P. R. Hemmer 和 M. D. Lukin，《基于金刚石中单个电子和核自旋量子比特的量子寄存器》（2007年）。[5] P.-J. Stas、Y. Q. Huan、B. Machielse、E. N. Knall、A. Su- leymanzade、B. Pingault、M. Sutula、S. W. Ding、C. M. Knaut、D. R. Assumpcao、Y.-C. Wei、M. K. Bhaskar、R. Riedinger、D. D. Sukachev、H. Park、M. Lon˘car、D. S. Levonian 和 M. D. Lukin，《具备集成式错误检测的稳健多量子比特量子网络节点》，Science **378**，557（2022年）。[6] P. C. Humphreys、N. Kalb、J. P. J. Morits、R. N. Schouten、R. F. L. Vermeulen、D. J. Twitchen、M. Markham 和 R. Hanson，《量子网络中远程纠缠的确定性传送》，《自然》**558**，268（2018年）。[7] B. Hensen、H. Bernien、A. E. Dr´eau、A. Reiserer、N. Kalb、M. S. Blok、J. Ruitenberg、R. F. L. Vermeulen、R. N. Schouten、C. Abell´an、W. Amaya、V. Pruneri、M. W. Mitchell、M. Markham、D. J. Twitchen、D. Elkouss、S. Wehner、T. H. Taminiau 和 R. Hanson，《利用相隔1.3公里的电子自旋实现无漏洞贝尔不等式违背》，《自然》**526**，682（2015年）。[8] A. Sipahigil、R. E. Evans、D. D. Sukachev、M. J. Bu- rek、J. Borregaard、M. K. Bhaskar、C. T. Nguyen、J. L. Pacheco、H. A. Atikian、C. Meuwly、R. M. Camacho、F. Jelezko、E. Bielejec、H. Park、M. Lon˘car 和 M. D. Lukin，《用于量子光学网络的集成式金刚石纳米光子学平台》，Science **354**，847（2016年）。[9] N. H. Wan、T.-J. Lu、K. C. Chen、M. P. Walsh、M. E. Trusheim、L. De Santis、E. A. Bersin、I. B. Harris、S. L. Mouradian、I. R. Christen、E. S. Bielejec 和 D. En- glund，《在混合光子电路中大规模集成人造原子》，《自然》**583**，226（2020年）。[10] M. A. Nielsen 和 I. L. Chuang，*Quantum Computation and Quantum Information: 10th Anniversary Edition*（剑桥大学出版社，2010）。[11] S. Wehner、D. Elkouss 和 R. Hanson，《量子互联网：未来发展愿景》，Science **362**（2018年）。[12] H. J. Kimble，《量子互联网》，《自然》**453**，1023（2008年）。[13] W. Bogaerts、D. P´erez、J. Capmany、D. A. B. Miller、J. Poon、D. Englund、F. Morichetti 和 A. Melloni，《可编程光子电路》，《自然》**586**，207（2020年）。[14] I. Christen、M. Sutula、T. Propson、H. Sattari、G. Choong、C. Panuski、A. Melville、J. Mallek、S. Hamil- ton、P. Benjamin Dixon、A. J. Menssen、D. Braje、A. H. Ghadimi和D. Englund，《用于可编程原子控制的集成光子引擎》，arXiv（2022），arXiv:2208.06732 [quant-ph]。[15] B. Desiatov、A. Shams-Ansari、M. Zhang、C. Wang和M. Lon˘car，《采用薄膜铌酸锂的超低损耗集成可见光子学》，Optica，《OPTICA》**6**，380（2019）。[16] C. Li、B. Chen、Z. Ruan、H. Wu、Y. Zhou、J. Liu、P. Chen、K. Chen、C. Guo和L. Liu，《适用于可见光的高调制效率、大带宽薄膜铌酸锂调制器》，《Optics Express》**30**，36394（2022）。[17] G. Liang、H. Huang、A. Mohanty、M. C. Shin、X. Ji、M. J. Carter、S. Shrestha、M. Lipson和N. Yu，《可见波长下稳健、高效、微米尺度的相位调制器》，《Nature Photonics》**15**，908（2021）。[18] A. Mohanty、Q. Li、M. A. Tadayon、S. P. Roberts、G. R. Bhatt、E. Shim、X. Ji、J. Cardenas、S. A. Miller、A. Kepecs和M. Lipson，《用于亚毫秒级深脑光刺激的可重构纳米光子硅探针》，Nat Biomed Eng **4**，223（2020）。[19] Z. Yong、H. Chen、X. Luo、A. Govdeli、H. Chua、S. S. Azadeh、A. Stalmashonak、G.-Q. Lo、J. K. S. Poon和W. D. Sacher，《适用于可见光的高能效氮化硅热光相移器》，《Optics Express》**30**，7225（2022）。[20] A. J. Menssen、A. Hermans、I. Christen、T. Propson、C. Li、A. J. Leenheer、M. Zimmermann、M. Dong、H. Larocque、H. Raniwala、G. Gilbert、M. Eichenfield和D. R. Englund，《用于原子系统可编程控制的可扩展光子集成电路》，arXiv（2022），arXiv:2210.03100 [physics.optics]。[21] M. Dong、G. Clark、A. J. Leenheer、M. Zimmermann、D. Dominguez、A. J. Menssen、D. Heim、G. Gilbert、D. Englund和M. Eichenfield，《采用低温兼容、可见光–近红外200 mm CMOS架构的高速可编程光子电路》，《Nature Photonics》**16**，59（2021）。[22] M. Dong、D. Heim、A. Witte、G. Clark、A. J. Leenheer、D. Dominguez、M. Zimmermann、Y. H. Wen、G. Gilbert、D. Englund和M. Eichenfield，《用于VLSI可见光子学的压电光机械悬臂梁调制器》，APL Photonics **7**，051304（2022）。[23] J. Wang、K. Liu、M. W. Harrington、R. Q. Rudy和D. J. Blumenthal，《用于光学控制应用的氮化硅应力光学微环谐振器调制器》，《Optics Express》**30**，31816（2022）。[24] J. N. Becker、B. Pingault、D. Groß、M. G¨undo˘gan、N. Kukharchyk、M. Markham、A. Edmonds、M. Atat¨ure、P. Bushev和C. Becher，《毫开尔文温度下金刚石中硅空位自旋的全光控制》，《Physical Review Letters》**120**，053603（2018）。[25] J. N. Becker、J. G¨orlitz、C. Arend、M. Markham和C. Becher，《金刚石中单个硅空位色心的超快全光相干控制》，Nature Communications **7**，13512（2016）。[26] E. Neu、M. Agio和C. Becher，《金刚石中单个硅空位中心的光物理学：对单光子发射的启示》，《Optics Express》**20**，19956（2012）。[27] L. Robledo、L. Childress、H. Bernien、B. Hensen、P. F. A. Alkemade和R. Hanson，《固态自旋量子寄存器的高保真投影读出》（2011）。

[28] C. Hepp、T. M¨uller、V. Waselowski、J. N. Becker、B. Pin-gault、H. Sternschulte、D. Steinm¨uller-Nethl、A. Gali、J. R. Maze、M. Atat¨ure和C. Becher，《金刚石中硅空位色心的电子结构》，《Physical Review Letters》112，036405（2014）。[29] T. Schr¨oder、F. G¨adeke、M. J. Banholzer和O. Benson，《基于固体浸没透镜上纳米金刚石中氮空位色心的超亮、高效单光子产生》，《新物理学杂志》13，055017（2011）。[30] J. Riedrich-M¨oller、C. Arend、C. Pauly、F. M¨ucklich、M. Fischer、S. Gsell、M. Schreck和C. Becher，《金刚石中单个硅空位色心与光子晶体腔的确定性耦合》，《纳米快报》14，5281 2014( )。[31] J. Benedikter、H. Kaupp、T. H¨ummer、Y. Liang、A. Bom-mer、C. Becher、A. Krueger、J. M. S mith、T. W. H¨ansch和D. Hunger，《基于金刚石中硅空位中心的腔增强单光子源》，《物理评论应用》7，024031（2017）。[32] J. C. Lee、I. Aharonovich、A. P. Magyar、F. Rol和E. L. Hu，《硅空位中心与单晶金刚石腔的耦合》，《Optics Express》20，8891（2012）。[33] J. L. Zhang、S. Sun、M. J. Burek、C. Dory、Y.-K. Tzeng、K. A. Fischer、Y. Kelaita、K. G. Lagoudakis、M. Radu-laski、Z.-X. Shen、N. A. Melosh、S. Chu、M. Lonˇcar和J. Vuˇckovi´c，《金刚石中硅空位中心的强腔增强自发辐射》，《纳米快报》18，1360（2018）。[34] J. Arjona Mart´ınez、R. A. Parker、K. C. Chen、C. M. Purser、L. Li、C. P. Michaels、A. M. Stramma、R. De-broux、I. B. Harris、M. Hayhurst Appel、E. C. Nichols、M. E. Trusheim、D. A. Gangloff、D. Englund和M. Atat¨ure，《纳米结构金刚石中锡空位中心的光子不可区分性》，《Physical Review Letters》129，173603（2022）。[35] M. K. Bhaskar、D. D. Sukachev、A. Sipahigil、R. E. Evans、M. J. Burek、C. T. Nguyen、L. J. Rogers、P. Siyu-shev、M. H. Metsch、H. Park、F. Jelezko、M. Lonˇcar和M. D. Lukin，《纳米尺度金刚石波导中利用锗空位色心实现量子非线性光学》，《Physical Review Letters》118，223603（2017）。[36] D. Andrew Golter、G. Clark、T. El Dandachi、S. Kras-tanov、A. J. Leenheer、N. H. Wan、H. Raniwala、M. Zim-mermann、M. Dong、K. C. Chen、L. Li、M. Eichenfield、G. Gilbert和D. Englund，《光子电路中自旋量子存储器的多路复用控制》，arXiv（2022），arXiv:2209.11853 [quant-ph]。[37] S. L. Mouradian、T. Schr¨oder、C. B. Poitras、L. Li、J. Goldstein、E. H. Chen、M. Walsh、J. Cardenas、M. L. Markham、D. J. Twitchen、M. Lipson和D. Englund，《将长寿命量子存储器可扩展地集成到光子电路中》，Physical Review X 5，031009（2015）。[38] D. A. B. Miller，《不完美元件构成的完美光学》，Optica 2，747（2015）。[39] M. Wang、A. Ribero、Y. Xing和W. Bogaerts，《容差稳健、宽带可调耦合器电路》，《Optics Express》28，5555（2020）。[40] D. D. Sukachev、A. Sipahigil、C. T. Nguyen、M. K. Bhaskar、R. E. Evans、F. Jelezko和M. D. Lukin，《金刚石中的硅空位自旋量子比特：具有单次态读出的、超过10 ms的量子存储器》，《Physical Review Letters》119，223602（2017）。[41] P. R. Stanfield、A. J. Leenheer、C. P. Michael、R. Sims

，和 M. Eichenfield ，兼容 CMOS ，压电-

适用于可见波长和低温的光机械可调光子学，《Optics Express》**27**, 28588 2019( ). [42] F. Gyger, J. Liu, F. Yang, J. He, A. S. Raja, R. N. Wang, S. A. Bhave, T. J. Kippenberg, and L. Th´evenaz, 在氮化硅集成波导中观察到受激布里渊散射，《Physical Review Letters》**124**, 013902 (2020). [43] J.-S. Li, J. Ruths, T.-Y. Yu, H. Arthanari, and G. Wag-ner, 量子控制中的最优脉冲设计：一种统一的计算方法，《美国国家科学院院刊》**108**, 1879 (2011). [44] C. Wang, C. Kurtsiefer, H. Weinfurter, and B. Burchard, 由离子注入制备的金刚石硅空位中心的单光子发射，《Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics》**39**, 37 (2005). [45] S. Meesala, Y.-I. Sohn, B. Pingault, L. Shao, H. A. Atikian, J. Holzgrafe, M. G¨undo˘ga n, C. Stavrakas, A. Sipahigil, C. Chia, R. Evans, M. J. Burek, M. Zhang, L. Wu, J. L. Pacheco, J. Abraham, E. Bielejec, M. D. Lukin, M. Atat¨ure, and M. Lon˘car, 金刚石中硅空位中心的应变工程，《Physical Review B: Condensed Matter》**97**, 205444 (2018). [46] G. Clark, M. Koppa, K. Chen, A. Leenheer, L. Li, D. Dominguez, M. Dong, M. Saha, D. A. Golter, G. Gilbert, M. Eichenfield, and D. Englund, 低温可编程光子电路平台中自旋量子存储器的压电控制，载于 *2022 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)* 2022 ( ) 第1–2 页。[47] S. Debnath, N. M. Linke, C. Figgatt, K. A. Landsman, K. Wright, and C. Monroe, 利用原子量子比特演示小型可编程量子计算机，《自然》**536**, 63 (2016). [48] R. J. Niffenegger, J. Stuart, C. Sorace-Agaskar, D. Kha-ras, S. Bramhavar, C. D. Bruzewicz, W. Loh, R. T. Max-son, R. McConnell, D. Reens, G. N. West, J. M. Sage, and J. Chiaverini, 离子量子比特的集成式多波长控制，《自然》**586**, 538 (2020). [49] S. Ebadi, T. T. Wang, H. Levine, A. Keesling, G. Se-meghini, A. Omran, D. Bluvstein, R. Samajdar, H. Pich-ler, W. W. Ho, S. Choi, S. Sachdev, M. Greiner, V. Vuleti´c, and M. D. Lukin, 256 原子可编程量子模拟器中的量子物态，《自然》**595**, 227 (2021). [50] J. M. Pino, J. M. Dreiling, C. Figgatt, J. P. Gaebler, S. A. Moses, M. S. Allman, C. H. Baldwin, M. Foss-Feig, D. Hayes, K. Mayer, C. Ryan-Anderson, and B. Neyen-huis, 囚禁离子量子电荷耦合器件计算机架构的演示，《自然》**592**, 209 (2021). [51] A. Lambrecht, J. Schmidt, P. Weckesser, M. Debatin, L. Karpa, and T. Schaetz, 光阱和静电阱中离子的长寿命与有效隔离，《Nature Photonics》**11**, 704 (2017). [52] H. Levine, A. Keesling, G. Semeghini, A. Omran, T. T. Wang, S. Ebadi, H. Bernien, M. Greiner, V. Vuleti´c, H. Pichler, and M. D. Lukin, 中性原子高保真多量子比特门的并行实现，《Physical Review Letters》**123**, 170503 (2019). [53] T. M. Graham, Y. Song, J. Scott, C. Poole, L. Phutti-tarn, K. Jooya, P. Eichler, X. Jiang, A. Marra, B. Grinke-meyer, M. Kwon, M. Ebert, J. Cherek, M. T. Licht-man, M. Gillette, J. Gilbert, D. Bowman, T. Ballance, C. Campbell

，E. D. Dahl ，O. Crawford ，N. S. Blunt ，

B. Rogers、T. Noel 和 M. Saffman，《中性原子量子计算机上的多量子比特纠缠与算法》，《自然》**604**，457（2022年）。[54] S. Mouradian、N. H. Wan、T.Schr¨oder 和 D. Englund，《块体中的矩形光子晶体纳米梁腔》金刚石，《应用物理快报》**111**，021103（2017年）。

arXiv:2301.03693v1 [quant-ph] 9 Jan 2023

模块化芯片集成光子控制金刚石纳米结构中的人造原子：补充信息

Kevin J. Palm[1,†,*]、*MarkDong*[1,2,†,*]、*D.Andrew Golter*[1]、*Genevieve Clark*[1,2]、*Matthew Zimmermann*[1]、*Kevin C. Chen*[2]、*Linsen Li*[2]、*Adrian Menssen*[2]、*Andrew J. Leenheer*[3]、*Daniel Dominguez*[3]、*Gerald Gilbert*[4,*]、*Matt Eichenfield*[3,5,*] 和 *Dirk Englund*[2,6]

[1] *The MITRE Corporation, 202 Burlington Road, Bedford, Massachusetts 01730, USA*

[2] *Research Laboratory of Electronics, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139, USA*

[3] *Sandia National Laboratories P.O. Box 5800 Albuquerque New Mexico 87185 USA*

[4] *The MITRE Corporation 200 Forrestal Road Princeton New Jersey 08540 USA*

[5] *College of Optical Sciences, University of Arizona, Tucson, Arizona 85719, USA*

[6] *Brookhaven National Laboratory, 98 Rochester St, Upton, New York 11973, USA and*

†*These authors contributed equally*

（日期：2023年1月11日）

I. 光学实验装置

图 S1 展示了本稿件中所有实验所用的光学装置。激光通过一个 10 端口光纤光栅输入二叉马赫-曾德尔干涉仪树，可调谐激光器设定在 737 纳米（M Squared Lasers）。我们使用 100倍、数值孔径为 0.9 的无限远校正物镜（Mitutoyo）收集边缘耦合光，并用线偏振片对其进行滤光。随后，我们利用翻转台上的反射镜将光路由至不同的表征设备，以便在不同测量之间切换：1）用于对准的电荷耦合器件相机；2）用于表征器件消光比的直流光电二极管（Newport 818-SL）；3）用于表征脉冲光的 125 兆赫高速光电二极管（New Focus 1801）。进行金刚石激发实验时，我们将光路由至空间光调制器（SLM）（Thorlabs Exulus），并将光束导向安装在 Montana低温恒温器中的垂直金刚石波导。

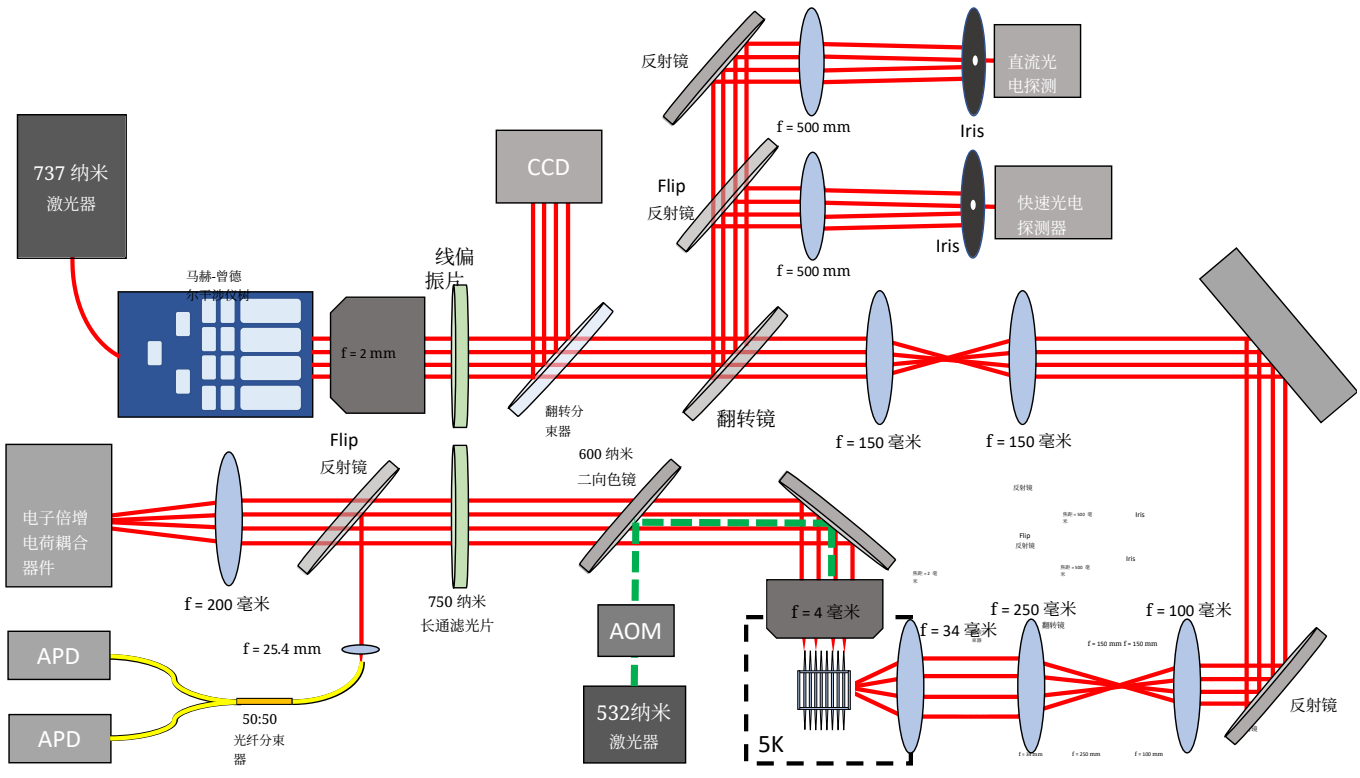


图 S1. 二叉树实验的光学装置。使用翻转反射镜将光导向不同的光学探测器，以进行不同类型的校准实验。标签：f = 有效焦距，CCD = 电荷耦合器件，BS = 分束器，SLM = 空间光调制器，AOM = 声光调制器，APD = 雪崩光电二极管，EMCCD = 电子倍增电荷耦合器件。

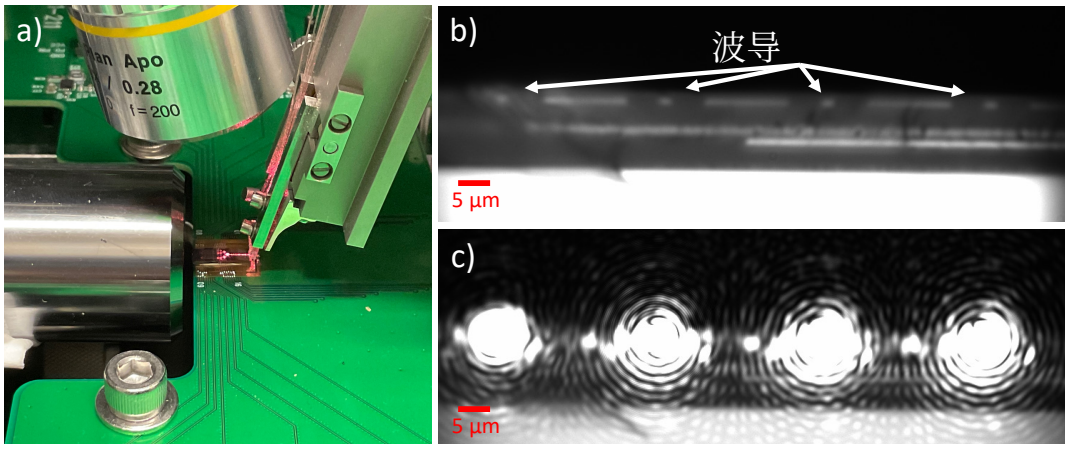


图 S2. 边缘耦合波导成像。a) 线键合 APIC 安装到印刷电路板上的照片。光通过安装好的光纤阵列（右侧）输入芯片，并进入光栅耦合器。随后，光由物镜（左侧）收集，以便成像或传送至低温恒温器。顶部物镜用于观察芯片并对准光纤阵列。b) 边缘耦合波导的图像。c) 同一组波导，但光均匀地从芯片上的各个端口分出。

光路中的 34 毫米透镜通过定制的嵌入件安装在低温恒温器侧面。长工作距离物镜（50倍 Mitutoyo）收集金刚石波导发出的光子；这些光子随后传输至电子倍增电荷耦合器件（EMCCD），或者将其中一个波导模式耦合到光纤中，用于在配备两个雪崩光电二极管（APD）的 Hanbury-Brown-Twiss 装置中进行自相关实验。在自相关实验期间，我们将 532 纳米激光器（Obis）引入收集光路并脉冲注入金刚石波导，以稳定硅空位电荷态 [1]。

图 S2a 为 APIC 耦合装置的图像。激光通过 18°（右侧）的光纤阵列输入，并由水平物镜（左侧）收集。垂直物镜用于对准光纤并检查芯片。图 S2b 显示了波导边缘的成像，图 S2c 则显示了同一组波导中有光从芯片射出。

II. 光子　集成电路封装　装配

我们的光子芯片采用 200 毫米硅技术和兼容 CMOS 的制造工艺制成。首先从整片晶圆裸片上切割出二叉树，然后将其键合到定制的印刷电路板（PCB）上。悬臂梁相移器（CPS）由一台 32 通道电压控制器（Marvin Test Systems GX1632e）进行电气驱动，电压范围为 ± 25V。CPS 采用推挽配置驱动，以实现最大相移（例如，若向顶部悬臂梁施加 $+10$ V，则向底部悬臂梁施加 -10 V）。应变光学相移器（SPS）由两张 200 MHz 任意波形发生器（AWG）PXIe 卡（Spectrum M4x.6622）驱动；每张卡有四个输出通道，电压范围为 $\pm$ 2.5 V，并在印刷电路板上进行 5 倍放大，最大转换速率为 8000Vμs^{-1}（Texas Instruments THS3491）。在任何实验过程中，SPS 均采用与 CPS 类似的推挽配置运行。

III. MZI 校准图

不同移相器的标注见图 S3。完整校准结果请参见图 S4（路由马赫-曾德尔干涉仪）、图 S5（三重移相器中的 CPS）和图 S6（SPS）。

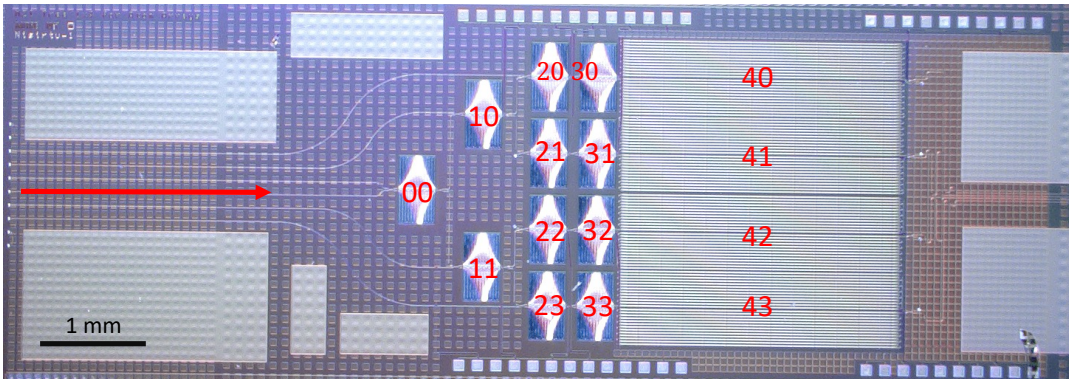


图 S3. 用于校准的不同移相器的标记。光从顶部数第 6 个光栅耦合器输入。此显微镜图像中，顶部输出定义为输出端口 0，底部输出定义为输出端口 3。

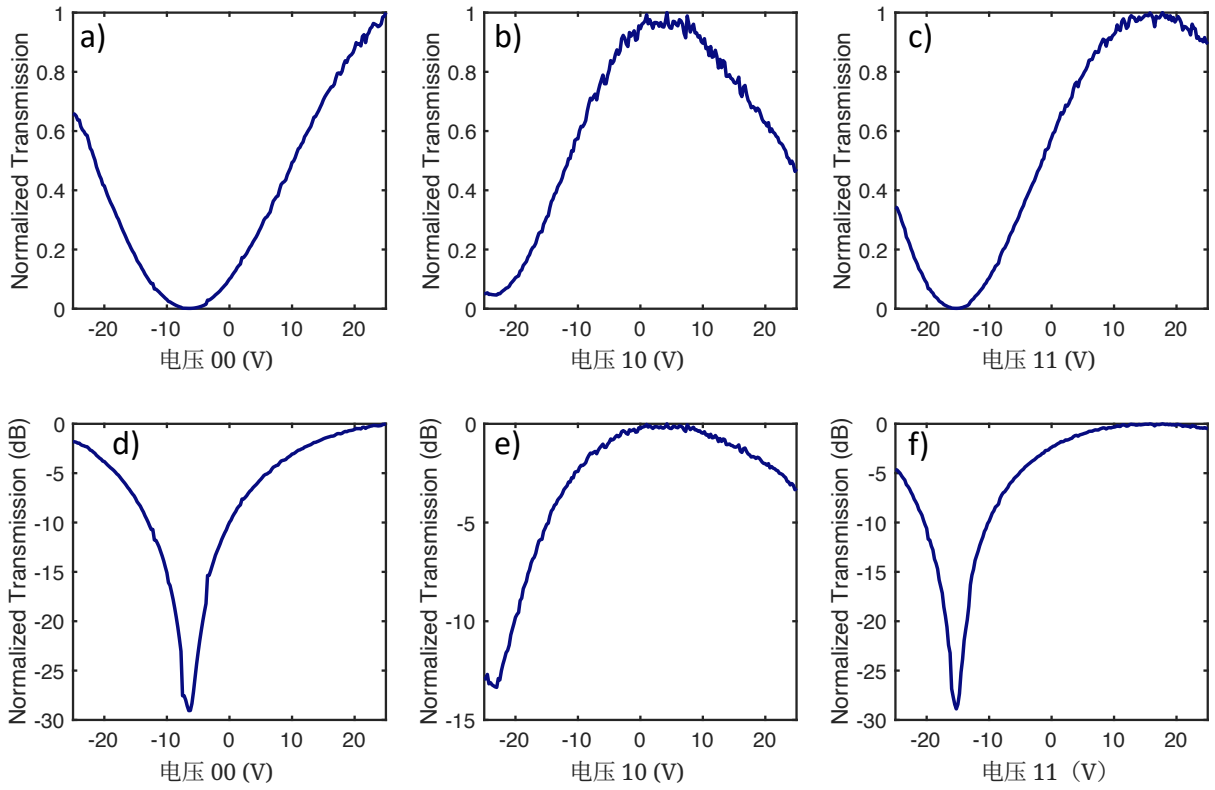


图 S4. 布线悬臂移相器校准。扫描电压范围为 -25 V 至 25 V，同时保持所有其他移相器的电压不变。a) PS_{00}，、b) PS_{10}，和 c) PS_{11} 的归一化透射率随施加电压的变化。每个移相器的 V_π 为 ~30 V。d) PS_{00}，、e) PS_{10}，和 f) PS_{11} 的消光测量。

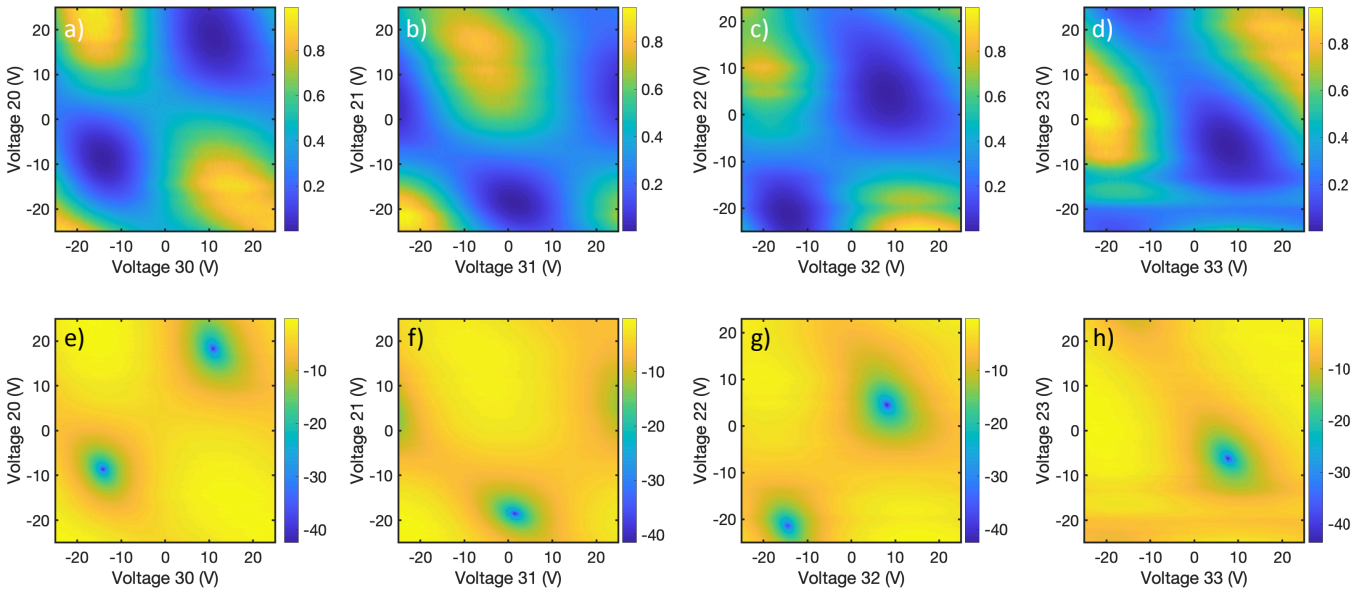


图 S5. 开关式悬臂相移器校准。采用嵌套扫描，将电压从 -25 V 扫描至 25 V，同时保持所有其他移相器静止。a) PS_{20} 和 PS_{30}，、b) PS_{21} 和 PS_{31}，、c) PS_{22} 和 PS_{32}，以及 d) PS_{23} 和 PS_{33}的归一化透射率随施加电压的变化。e) PS_{20} 和 PS_{30}，、f) PS_{21} 和 PS_{31}，、g) PS_{22} 和 PS_{32}，以及 h) PS_{23} 和 PS_{33}的消光测量。

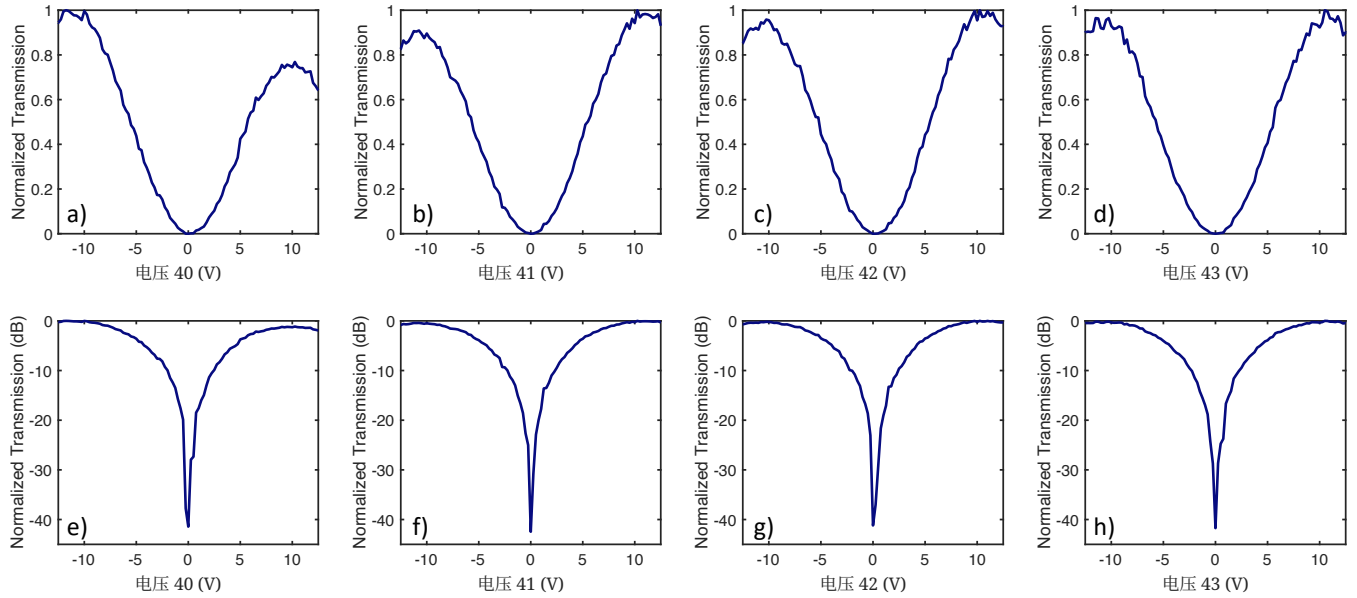


图 S6. 开关式应变光学相移器校准。将前级 CPSs 设置为直通态（最小透射率），随后将 SPS 的电压从 -25 V 扫描至 25 V。a) PS_{40}，、b) PS_{41}，、c) PS_{42}，和 d) PS_{43}的归一化透射率随施加电压的变化。e) PS_{40}，、f) PS_{41}，、g) PS_{42}，和 h) PS_{43}的消光测量。

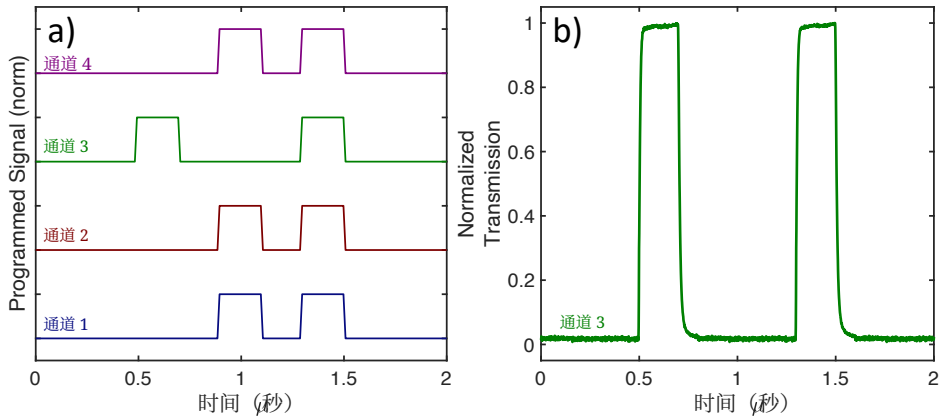


图 S7. 串扰研究。a) 向四个 SPS 分别发送的信号。将通道 3 的成像投射到功率计上进行测量。通道 3 上的第一个脉冲是用于比较的控制脉冲，随后其他三个通道依次发出脉冲，最后四个通道同时发出脉冲。b) 通道 3 的测量功率。我们未测得任何通道之间存在高于噪声底的串扰。

第四节. 串扰研究

为研究相邻 SPS 是否会相互影响，我们进行了串扰实验。在这些实验中，我们为四个 SPS 设置脉冲序列，并测量发送给相邻 SPS 的信号是否会影响测得的输出。图 S7 展示了一个测量示例。在该实验中，我们先发送一个控制脉冲，再向除被测通道外的所有其他通道发送脉冲，最后向四个通道同时发送脉冲。我们未测得控制脉冲与四个通道同时发出脉冲时之间存在差异。当其他三个通道发出脉冲而活动通道保持在直通态时，我们也未测得任何高于噪声底的输出。

V. 收　　集效率计算与寿命测量

我们采用共振脉冲方案测量系统的收集效率。在激光源输入端连接了一个电光调制器（EOM，iXblue），并使用任意波形发生器（Tektronix 70001B）驱动，以产生测量所需的短激发脉冲。所有这些测量中，我们都驱动硅空位中心的 C跃迁（图 S8a）。首先，使用 20 纳秒共振脉冲激发单个发射体，并收集发射的时间标记边带。我们用指数阻尼正弦函数拟合所得数据，以提取输入激光功率下的拉比频率（图 S8b）。拟合得到的光学 π-脉冲为 400 ps。随后，我们反复施加这一光学 π-脉冲，每隔 240 纳秒施加一个 π-脉冲，以确保发射体衰减至基态并达到热平衡，同时收集时间标记边带发射。每隔 $400\ \mu$ 秒，我们施加一个 1-μ 秒的 532纳米再泵浦脉冲，将硅空位中心初始化为负电荷态。图 S8c 显示了所得数据。我们拟合计数的指数衰减，得到寿命为 $T_1 = 1.76(1)$ 纳秒。

为了求得装置的收集效率，我们从图 S8c 中扣除背景，对剩余计数求和，再除以施加的 π脉冲总数。由此得到每个脉冲在边带中测得光子的概率为 0.038%。要确定准确的收集效率，还需对该数值进行一些修正。我们通过测量在 532纳米非共振激发下，750纳米长通滤光片置于收集光路中和移出收集光路时的光致发光光谱，实验测得硅空位中心发射经光学滤光片后的透射率，并得到边带透射率为 15%。测量过程中，加入了一片 600纳米长通滤光片，以滤除耦合到波导模式中的多余 532纳米泵浦光。在我们的装置中，我们无法直接控制自旋轨道耦合分裂出的两个基态之间的电子分布。该布居分布由 [2]决定：

$$\frac{P_{LB}}{P_{UB}} = e^{-h\Delta_{gs}/k_B T} \tag{S1}$$

其中，P_{LB} 和 P_{UB} 是　　分别为较低和较高基态中的布居数，h 是普朗克常数　　，

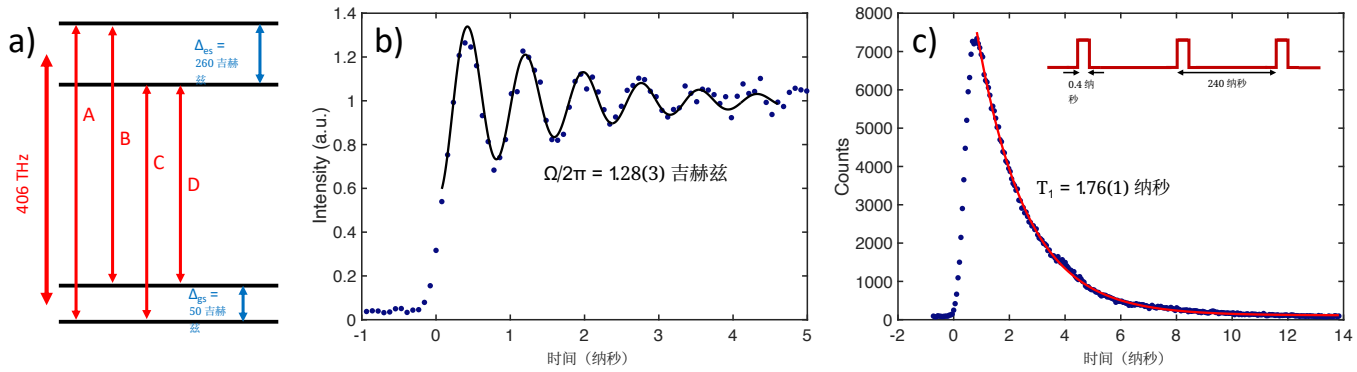


图 S8. 收集效率测量。a) SiV色心的电子结构。基态和激发态因自旋轨道耦合而分裂。在这些实验中，我们驱动 C跃迁。b) 通过与 C跃迁共振的 20 纳秒脉冲激发的拉比振荡。我们用指数阻尼正弦函数拟合这些振荡，得到拉比频率 Ω =1 28 3 π 400 $/2\pi$ π 。( ) 吉赫兹，对应于 ps 的光学脉冲。c) 使用重复脉冲对单个SiV进行脉冲激发。对衰减进行指数拟合，得到寿命为 $T_1 = 1.76(1)$ 纳秒。通过对衰减中的总计数求和，并按施加的 π脉冲进行归一化，得到耦合效率。

k_B 是玻尔兹曼常数， Δ_{gs} 是基态分裂， T 是温度。在5开尔文时，我们发现电子以62%的概率处于较低基态。随后，我们计入了737 纳米处55%的APD测量效率（Excelitas Technologies SPCM-AQRH）以及硅空位中心5%的量子效率 [3, 4]。应用这四项修正后，我们得到最终收集效率为15%。需要指出的是，由于硅空位中心未能以100%的保真度初始化为正确的电荷态，这一收集效率有可能更高。采用532 nm激发进行连续波测量表明，非共振再泵浦使空位以60%的概率进入正确的电荷态；当空位未处于正确的电荷态时，没有记录到发射。我们还注意到，发射体的量子效率存在不确定性，因为不同的纳米结构化方案会对该数值产生不同的影响 [5]。通过在金刚石波导后半部分添加布拉格反射器，我们还可以进一步改进设计，这有可能使收集效率提高一倍。

VI. 金刚石波导数值孔径

我们使用有限元模拟（COMSOL Multiphysics）确定金刚石波导的远场数值孔径，以此评估系统的可扩展性；结果发现，波导的计算数值孔径为 $= 0.26$，如图 S9 所示。

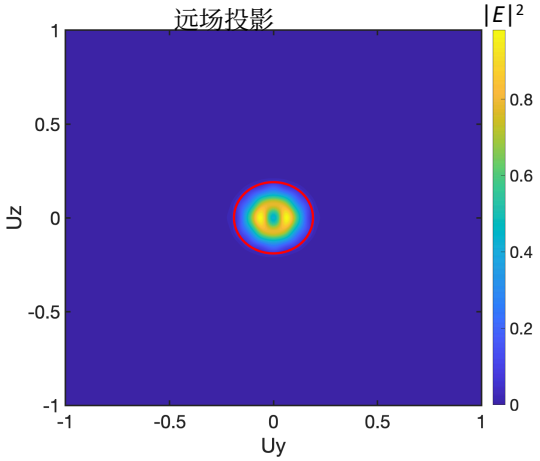


图 S9. 金刚石波导远场投影模拟。 U_y 和 U_z 是方向单位向量， $|E|^2$ 归一化为 1。我们发现，来自我们波导的投影模式包含在数值孔径 $= 0.26$ 内，图中以红色圆圈标出。

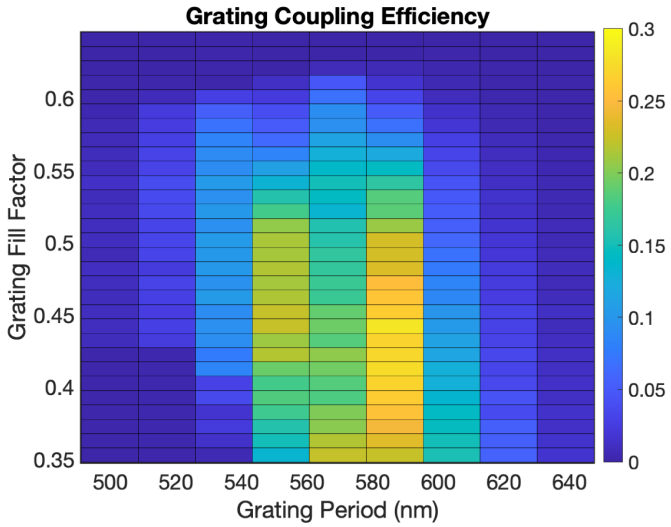


图 S10. 光栅耦合器优化。围绕模拟得到的最大值扫描光栅周期和填充因子，以找到实验效果最佳的光栅耦合器。测得的最高耦合效率为 28.3%，对应的光栅周期为 578 nm，填充因子为 0.437。

VII. 提高光栅耦合器效率

为降低器件的插入损耗，我们扫描了光栅耦合器的周期和填充因子，并测量了耦合效率。我们利用回环结构测量效率，并通过光纤阵列测量输入和输出端。扫描结果如图 S10 所示。测得的最高耦合效率为 28.3%，对应周期为 578 nm、填充因子为 0.437。为进一步提高耦合效率，我们尝试在光栅耦合器上沉积折射率匹配液（$n = 1.52$），液层厚度足以确保光纤尖端在对准耦合时完全浸没在液体中。采用这种方法，我们测得周期为 621 nm、填充因子为 0.483 的光栅耦合器效率达到 41%。

---

[1] S. Maity, L. Shao, S. Bogdanovi´c, S. Meesala, Y.-I. Sohn, N. Sinclair, B. Pingault, M. Chalupnik, C. Chia, L. Zheng, K. Lai, and M. Lon˘car, 《金刚石中单个硅空位自旋的相干声学控制》, Nature Communications **11**, 193（2020年）。[2] K. D. Jahnke, A. Sipahigil, J. M. Binder, M. W. Doherty, M. Metsch, L. J. Rogers, N. B. Manson, M. D. Lukin, and F. Jelezko, 《金刚石中硅空位中心的电子-声子过程》, 《新物理学杂志》**17**, 043011（2015年）。[3] E. Neu, M. Agio, and C. Becher, 《金刚石中单个硅空位中心的光物理学：对单光子发射的启示》, 《Optics Express》**20**, 19956（2012年）。[4] J. Benedikter, H. Kaupp, T. H¨ummer, Y. Liang, A. Bommer, C. Becher, A. Krueger, J. M. Smith, T. W. H¨ansch, and D. Hunger, 《基于金刚石中硅空位中心的腔增强单光子源》, 《物理评论应用》**7**, 024031（2017年）。[5] J. Riedrich-M¨oller, C. Arend, C. Pauly, F. M¨ucklich, M. Fischer, S. Gsell, M. Schreck, and C. Becher, 《金刚石中单个硅空位色心与光子晶体腔的确定性耦合》, 《纳米快报》**14**, 5281（2014年）。