arXiv:2301.00983v1 [physics.optics] 3 Jan 2023

与互补金属氧化物半导体兼容的增材式三维光子集成

Adria Grabulosa，[1] Johnny Moughames，[1] Xavier Porte，[1,2] Muamer Kadic，[1] 和 Daniel Brunner[1,a)]

[1)] *FEMTO-ST Institute/Optics Department, CNRS & University Franche-Comté, 15B avenue des Montboucons, Besançon Cedex, 25030, France* [2)] *Now with: Institute of Photonics, Department of Physics, University of Strathclyde, Glasgow G1 1RD,UK*

（日期：2023年1月4日）

如今，电子集成电路（IC）的持续微型化似乎已在 ∼2 nm 特征尺寸处达到其根本极限，而其最初的尺寸为 ∼1 cm。与此同时，通信带来的能耗已成为高性能计算电子集成电路的主要限制因素，而神经网络等现代计算概念进一步加剧了这一挑战。基于共集成光子电路的通信是解决后一问题的一项有前景的策略。随着特征尺寸趋于稳定，为以二维为主的集成电路增加第三维，似乎是进一步改进集成电路架构最有前景的未来策略。要实现高效的电子-光子共集成，相关光子集成制造工艺的 CMOS 兼容性至关重要。在此，我们回顾了在 FEMTO-ST RENATECH 设施中取得的最新成果：依据这些原则，使用标准光敏树脂进行增材式光诱导聚合，实现真正的三维光子集成。我们基于单光子和双光子聚合，并结合激光直写，3D 打印了空气包层和聚合物包层光子波导。这类电路的一项重要应用是光学神经网络的互连，其中三维集成可在网络规模与其几何尺寸方面实现可扩展性。特别是通过 闪光-双光子聚合（TPP），这一制造工艺结合了整体式单光子聚合与高分辨率双光子聚合，我们展示了长度可达 6 mm、插入损耗低（∼0.26 dB）、传播损耗低（∼1.3 dB/mm）的聚合物包层阶跃型波导；实现了宽带、低损耗（分光损耗为 ∼0.06 dB）的绝热 1 至 M 耦合器；并实现了紧密限制光场的空气包层波导，以实现更高密度的集成。通过将此类集成光子电路稳定地打印在标准半导体样品上，我们展示了这一概念的 CMOS 兼容性。由此，我们为混合光子与电子元件的可扩展集成铺就了一条前景广阔的未来道路。

I. 引言

如今大多数尖端技术的基石，是二维（2D）电子电路的高密度集成。然而，迄今为止，这类电路也面临着诸多挑战。要进一步提升二维计算芯片的性能正变得越来越困难，而新的应用，尤其是神经网络（NN），则从根本层面挑战着这类二维电路的主导地位[1,2]。若要延续过去几十年令人瞩目的技术进步，就需要新的集成概念和制造技术。至关重要的是，这些集成概念必须兼顾二维电子集成电路（IC）取得成功所依赖的关键特性。

要将一种新的集成技术提升到接近二维电子集成电路的水平，是一项艰巨且无疑需要长期努力的挑战。自仙童首次展示平面式（即二维）单片集成电路以来，这种经典的集成技术已在近乎全球范围的共同努力下持续发展了六十多年。这一理念的成功证明，将原本彼此独立的元件集成到单一的单片电路中，能够取得怎样的成就。它通常带来了显著的微型化和更高的可靠性，以及更强的稳健性，同时制造成本大幅下降。综合这些因素，电子集成电路得以数十年来实现指数级缩放：晶片上的晶体管数量大约每两年翻一番（摩尔定律），而每个元件的功耗则减半（丹纳德缩放定律）。因此，由不同元件和功能组成的单片集成电路对于三维光子集成也必不可少。

尽管光子集成仍远未达到当今电子集成电路的水平，但也取得了长足进展。为最大限度地实现与电子技术的兼容和协同，基于硅衬底的光子集成于20世纪80年代兴起，当时硅波导首次被展示[3,4]，；它相当于集成电子电路中金属导线或多晶硅导线的光子学对应物。电子集成电路几乎完全基于互补金属氧化物半导体（CMOS）技术，该技术主要以硅为半导体主体材料，并利用硼、镓、铟、磷、砷和铋作为掺杂剂；对于光子集成电路而言，CMOS兼容性被认为至关重要。

无论是电子集成还是光子集成，绝大多数都采用为平面二维基底开发的制造工艺。电路单层的布局会蚀刻到主要由金属或半导体材料构成的薄表层中，这就是二维光刻工艺。通常，在该表面涂覆光刻胶，可保护特定区域免受蚀刻；而保护区域由光刻胶的曝光情况决定，曝光图案则由

[a)] 电子邮箱：daniel.brunnerfemto-st.fr

光掩模确定。二维光刻的优势在于，光刻胶涂覆、通过光掩模曝光、蚀刻以及多道清洗等各个工艺步骤，都可以在一次流程中对大面积区域甚至整片晶圆完成，从而大幅降低制造成本。

大约十年前，神经网络计算取得突破，对基于二维基底的经典电子计算机提出了新的挑战。从概念上讲，神经网络通过网络连接将大量神经元连接起来，参见图1(a)。在反映这一拓扑结构的物理硬件实现中，这些连接对应于电子或光子信号“导线”。目前，这些连接是通过模拟实现的，因此带来了显著的能耗和速度开销。要消除这些开销，未来的神经网络电路需要集成电路具备高得多的连接能力，也就是需要更多的导线在芯片上实现信号通信。这会带来若干问题。从能耗角度看，即使对于经典计算概念，电子通信也是限制性能的因素；传输一个浮点数所需的能量约为生成一个新浮点数的 80 倍[5]。神经网络计算使这一问题显著加剧，因为神经网络连接的数量远远超过神经元的数量。光子学和三维集成提供了可行的解决方案，见图 1(b)。光通信（i）在距离越来越短时具有更高的能效，（ii）可缓解体积电路所面临的散热挑战，而（iii）三维集成则缩短了通信链路的长度。最重要的是，在许多神经网络拓扑结构中，连接（即导线）的数量随神经元数量呈二次或更快增长。因此，在二维平面中集成神经网络互连，会导致芯片面积随神经网络规模呈二次或更快增长。近年来，神经网络中的神经元数量已成为一个至关重要的参数，因此，探索集成神经网络的替代策略对这一领域具有根本性的重要意义。

在本期 RENATECH 特刊的综述中，我们介绍了近期开展的相关光子集成电路研究。这些研究基于当地 RENATECH 洁净室中可用的标准技术和制造基础设施。在这些工作中，我们实现了增材式三维光子集成；更重要的是，我们采用的理念和材料使整个制造过程及最终得到的光子集成电路均具备 CMOS兼容性。我们基于直接激光写入（DLW）系统中的增材式双光子聚合（TPP），结合快速、大面积的单光子聚合（OPP），集成了大型三维光子波导电路。我们展示了独立波导、光分束器以及由分束器构成的网络[6]，具体包括：（i）由聚合物芯[7]，组成的空气包层波导；以及（ii）阶跃型波导，通过动态控制用于打印三维结构的光功率，在芯层和包层之间诱导出波导所需的折射率差[8]。最后，我们大幅加快了

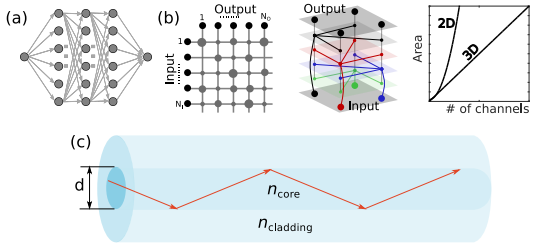

图 1. 三维光子集成与光波导基础。(a) 典型神经网络示意图，其中大量神经元通过网络高度互连。(b) 在二维平面集成大量连接，会导致芯片面积上通道数量呈指数增长；而利用三维集成，则可实现光互连高效且线性的扩展。(c) 在光子波导中，由于全内反射，光被限制在直径为 d 的芯层内。因此，芯层的折射率 n_{core} 必须大于包层的折射率 n_{cladding}，也就是说 $\Delta n = n_{\mathrm{core}} - n_{\mathrm{cladding}} > 0$。波导的所有光学性质都取决于参数 Δn 和 d。

制造过程，开发出闪光-TPP概念。该概念将 TPP-DLW 与紫外（UV）泛光照明相结合，从而在单一步骤中高效聚合集成电路中不用于导光的体积[9]。我们在光耦合器中实现了非常对称的分光比，并且（作为首次概念验证）实现了$\sim$ 1.3 dB/mm的低传播损耗和 $\sim$ 0.26 dB的插入损耗。最后，我们在承载微型激光器的半导体衬底上打印了光波导，证明了我们的概念具备 CMOS兼容性。

II. 增材制造基础

在过去15年中，DLW和双光子聚合已成为制造亚微米尺寸聚合物结构的多功能工具[10–12]。与电子束光刻或掩模光刻等二维平面方法相比，DLW能够制造三维结构[13]。DLW在光学[7],声学[14,15],弹性力学[13]、[16–18]机器人学[19] 乃至电输运[20]领域的许多概念验证设计中发挥了关键作用。导入导电树脂[21]，量子点掺杂树脂[22]，液晶掺杂树脂[23] 等重大挑战仍处于开发阶段。近期，并行直写激光光刻取得了长足进展，使制造过程大幅加速[24]。最后，不同的聚合概念也在不断发展，其中一些采用基于聚合物树脂的新颖高分辨率三维打印方法[25]。

III. 通过光诱导聚合实现光子集成

本综述所涵盖的标准光子波导依靠一种称为芯层的导光元件，该元件的折射率高于称为包层的限域部分的折射率 n_{core} ，即 $\Delta n = n_{\text{core}} - n_{\text{cladding}} > 0$。如图 1(c)示意所示，在这种配置中，以小于临界角 $\theta_c = \arcsin(1-(\Delta n/n_{\text{core}}))$的角度入射到芯层—包层界面的光线会发生全内反射。因此，它们被限制在波导的芯层中，并沿该结构传播，从而借助集成的实芯，使光沿预先设计的路径传播。

折射率差 Δn 与芯层直径 d 是决定波导特性的关键因素，它们决定了波导的数值孔径 NA $= \sqrt{n_{\text{core}}^2 - n_{\text{cladding}}^2}$，波导允许传播的空间模式数量也是如此 $M \approx V^2/2 = (4\pi d/\lambda)$对于较大的 MNA，其中 λ 为光学波长。这里， V是波导的一个重要间接属性——归一化频率；当 $V \leq 2.405$ 时，波导为单模波导，否则允许高阶模式传播。最后， Δn 也决定了光在不产生过高损耗的情况下得以转向的最小弯曲半径。这反过来又是限制光子集成电路内部集成密度的因素。

本综述所涵盖的研究使用了商用三维激光直写系统 Nanoscribe GmbH（Photonics Professional GT），该系统配备了工作波长为 780 nm 的飞秒激光器（fs-laser），并采用振镜快速移动光束，实现横向扫描。飞秒激光通常通过高数值孔径物镜紧密聚焦于树脂中。完成 TPP-DLW 步骤后，未聚合的树脂通过两步显影过程去除：先将结构浸入作为显影剂的丙二醇甲醚醋酸酯（PGMEA）中 20 分钟，然后用异丙醇（2-propanol）冲洗 3–5 分钟。对于 OPP，我们使用商用紫外线固化箱 Rolence Enterprise Inc. 的 LQ-Box 型号处理样品，波长为 405 nm，平均光强为 150 mW/cm^2 。

A. 双光子聚合

双光子聚合是一种无掩模激光直写技术[26]。利用飞秒量级的高度聚焦脉冲激光束，诱导光刻胶内部曝光体积吸收两个光子（光刻胶在其液相状态下为单体），参见图 2(a)。这种双光子激活的聚合会生成长链聚合物分子，并通过分子间的交联形成固体体积。形成几乎任意的三维结构随后可以通过沿三个空间维度移动激光，使其穿过光刻胶的整体体积来实现。重力可能会限制可实现的形状，但这一因素通常不会产生太大影响：聚合物与原始单体树脂的质量密度非常相近，因此，凭借阿基米德力，聚合物体素会因树脂的黏度而锁定在其位置上。

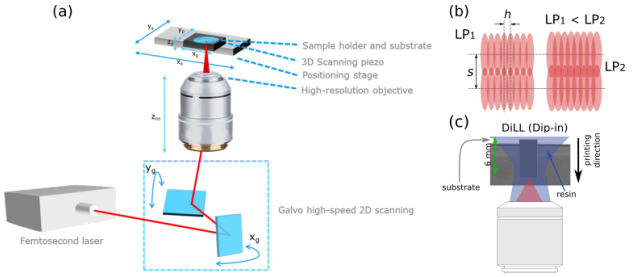

图 2. 激光直写（DLW）的原理。(a) 飞秒写入激光穿过光刻胶中的单体树脂进行扫描，利用高速振镜在（x, y）平面内移动，而压电驱动器控制 z 位置。(b) 树脂仅在一个小的体素体积内发生双光子聚合，体素按照网格排列：网格在（x, y）平面内由填充间距 h 决定，在 z 方向上由切片间距 s 决定。激光功率（LP）以及s, h 决定相邻体素的重叠程度，进而影响最小特征尺寸和打印表面的平滑度。(c) 在我们的工作中，我们采用“浸入式”技术，将一滴树脂置于显微物镜与基底之间。打印方向朝下，3D 打印结构的最大高度约为 6 mm。

最初，写入激光焦点通过压电平台在树脂中移动。这种方法精度很高，因为压电平台很容易达到纳米级精度。然而，它无法实现大范围位移，速度也非常慢，因此无法用于大面积或大体积打印。使用振镜移动写入激光的焦点，使其穿过树脂（见图 2 (a)），带来了重大突破。因此，打印速度提升了几个数量级[27],，大规模 2.5 维超表面或三维体结构的制造也成为可能。

三维结构的质量以及整体集成效果，关键取决于单个聚合体素的特征尺寸与打印激光扫描速度之间的关系。化学反应的光引发过程相对于写入速度几乎是瞬时的，因此写入体积会直接跟随激光扫描。可是，聚合是一种具有特定时间尺度的化学反应，与任何扩散现象一样。通常，这一时间尺度比振镜控制的激光扫描慢几个数量级[28]。这一点至关重要，因为聚合会在多个相邻体素上同时进行，且时间彼此重叠。这使聚合过程

更加均匀，所得结构也不会因将无数个小体素拼接成大型结构而出现材料属性的（意外）变化。如图 2 (b) 示意所示，写入激光功率（LP）、填充 h 和切片 s 间距以及扫描速度都会改变相邻聚合物体素之间的重叠程度。通过这些参数，可以在较大程度上控制表面的平滑度和聚合物介质的均匀性。如果聚合速度快得多，周期性体素就会形成类似光子晶体的结构，从而在制成的聚合物内部引入散射及所有相关现象。得益于扩散，这种影响几乎无法观察到，但在长波导中，它仍可能成为光学损耗的来源。

2013 年，人们提出了一种称为“浸入式”模式的强大技术，参见图 2 (c)：液态树脂被夹在基底与显微物镜之间。这种方法无需透过基底进行打印（与浸油技术相反），从而减少像差，并消除了基底厚度对打印结构最大高度的限制。对于 CMOS兼容性而言，重要的是，这种方法可在对飞秒激光器波长不透明的材料上进行打印。压电致动器和/或写入场（由打印机的显微物镜决定）的面积通常相当有限，一般不到毫米级。要打印更大的结构，就需要将多个写入场拼接起来；这一过程与二维半导体光刻中使用的步进工艺并无二致。可以选择数值孔径较低的显微物镜来增大写入场，但代价是打印分辨率降低[29]。

通常，采用激光直写进行 3D 打印能够制备出高质量结构，其光学和弹性特性已通过布里渊光散射[30]得到高精度表征。本文中，作者展示了对用于 GHz频段弹性波的聚合物进行的优异质量检测。例如，在超声频率下，3D 打印样品的弹性品质因数仅比熔融石英低十倍。

对于打印光子波导而言，重要的是，聚合程度以及通过克劳修斯关
折射率 n主要由光刻胶的类型以及飞秒激光器的剂量参数 D（即扫描速度和激光功率）决定。在双光子聚合阈值与击穿点之间的范围内，超过击穿点后聚合体素会出现缺陷；这一范围称为光刻胶的动态功率范围[26],。通过调整 D 和制造参数间距 h 及s，还可以进一步改变双光子聚合体素的尺寸。

图3（a-b）展示了对液态负性 IP-S 光刻胶动态功率范围的实验优化；在完全经双光子聚合[31,32] 后，其 $n \approx 1$为 .51，并使用 25X 放大倍率、数值孔径为 $= 0.8$ 的显微物镜进行写入。我们在熔融

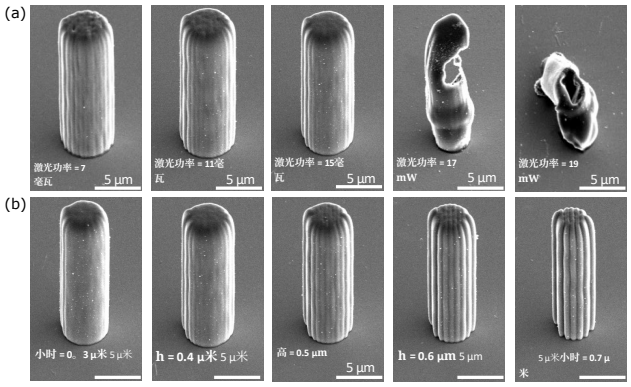

图 3. 使用 IP-S 光刻胶通过双光子聚合打印的波导芯层的动态功率范围表征。经许可转载自[9]。（a）扫描电子显微镜图像：用于重构波导芯层的柱体，高度为 $20\ \mu$m，且 $d = 5\ \mu$m；激光功率为 $\in \{7, \ldots, 19\}$ mW，填充间距为 $h = 0.4\ \mu$m，切片间距为 $s = 1\ \mu$m。（b）填充间距 $h \in \{0.3$ 的影响：0.1 : $0.7\}\ \mu$m，激光功率固定为 $= 15$ mW，且 $s = 1\ \mu$m。

石英基底上打印了一组由五个独立柱体组成的结构，以模拟高度为 $20\ \mu$m、直径为 $d = 5\ \mu$m的波导芯层；打印时采用一系列双光子聚合激光功率 LP$\in \{7, \ldots, 19\}$ mW 和填充间距 $h \in \{0.3:\ 0.1:0.7\}\ \mu$m。所有加工中，我们将扫描速度和切片间距分别固定为 10 mm/s 和 $s = 1\ \mu$m。图3（a）中的扫描电子显微镜（SEM）显微图显示了在填充间距恒定为$h = 0.4\ \mu$m时逐渐改变 LP 的影响。采用 LP $= 7$ mW 和 LP $= 11$mW 打印的结构表面呈波纹状，而将激光功率提高至 LP $= 15$ mW 后，双光子聚合体素增大，因此表面更加平滑。LP $= 15$ mW 以上会导致 IP-S 光刻胶过度聚合（见图 3（a）最后两张显微图）。因此，我们选择 LP $= 15$ mW，并通过将填充间距从 $h \in \{0.3:\ 0.1:\ 0.7\}\ \mu$m 逐步扫描来优化第二个加工参数，结果如图3（b）所示。我们发现，对于 $h = 0.3\ \mu$m，结果并非总能重现，因为更小的填充间距会增加局部曝光剂量 D ，使加工超出可用功率范围。

B. 单光子聚合

单光子聚合广泛用于处理当前电子半导体集成电路所采用的二维光刻技术中的薄材料层。该工艺基于对光敏树脂进行曝光，通常使用紫外波段的光，并透过包含特定设计图案的光掩模进行。重复这一工艺，逐层处理并堆叠不同的薄材料层，从而制造三维结构[33]。对于 SD 存储卡等具有高度复杂图案的产品，这使得

集成电路可拥有多达 100 层甚至更多电路层[2]。然而，通过一般二维制造理念实现的这种层叠方式存在若干严重缺点。首先，在每个光刻步骤中，都需要多次精确对准光掩模，这既具有挑战性，也耗时。其次，二维光刻最突出的优势之一是经济性。每一层之间，都必须以循环的方式重复各个工艺步骤。如果只需少数几道工艺步骤就能形成整个集成电路的体积，那么在经济性方面将具有潜在优势。尽管如此，这种堆叠式二维光刻也已用于复杂的三维光子集成，参见图 4。

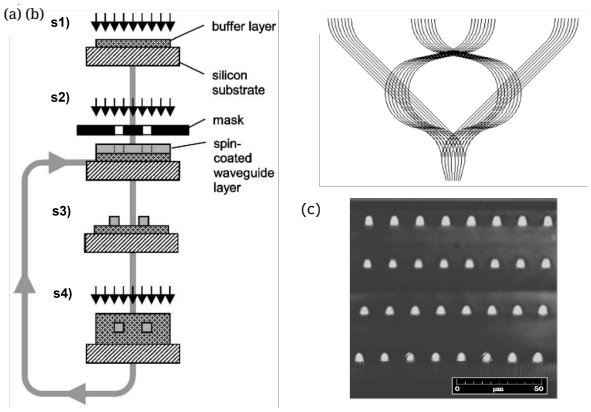

图 4. 使用单光子聚合（OPP）制造多层三维波导。经[34]许可转载的图像。(a) 使用旋涂和简单的直接紫外光刻固化（s1）制造堆叠波导的流程示意图；使用掩模对波导进行紫外辐照（s2）；显影（s3）；对包层进行紫外辐照（s4）。(b) 包含 4x8 个波导阵列的三维互连聚合物结构布局。(c) 4x8 堆叠波导的横截面显微光学图像。

与双光子聚合（TPP）一样，聚合树脂的折射率是光学曝光剂量的函数D[31, 35–37]。然而，在单光子聚合（OPP）中，树脂的折射率会在大得多的体积范围内发生改变，尤其是在预定曝光平面之外的区域，这些区域会显著累积非预期的辐照剂量。因此，要以高空间分辨率精确控制三维折射率分布，即体积全息图，是一项极具挑战性的任务。因此，单光子聚合更适用于同时聚合大面积区域（如传统二维光刻中的情形），或大面积均匀体积。

C. *Flash*-TPP：结合单光子与双光子聚合，实现光子集成

可将单光子聚合与双光子聚合结合为混合配置，以加快三维光子芯片的制造。已有几种方法将

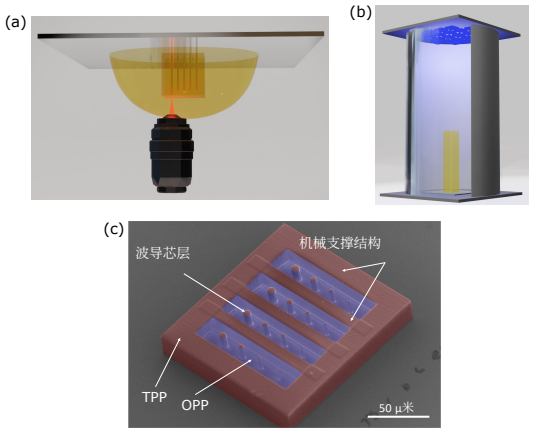

图 5. 用于三维集成光子学的 *Flash*-TPP 打印概念。经[9]许可使用的图像。(a) 用于直写双光子聚合制造三维光子波导的经典“浸入式”工艺。(b) 通过单光子聚合使三维结构中未曝光区域聚合的紫外腔室。(c) 嵌入 16 条光子波导的 3D打印长方体横截面的扫描电子显微镜图像。波导芯（机械支撑结构）分别采用较大（较小）的填充间距进行打印，由此决定三维光子电路各组件的分辨率。红色表示通过双光子聚合形成的区域，蓝色表示通过单光子聚合形成的区域。

紫外光刻与直写双光子聚合相结合，用于制造高分辨率三维光学微型元件，并已在[38] 和[39] 中得到演示。然而，这些方法需要在两个独立的制造步骤中聚合多种光刻胶；由于采用逐层方法，用于三维制造时会耗费大量时间。

我们展示了一种结合单光子聚合和双光子聚合的新型光刻策略——闪速-TPP[9], 。该策略将双光子聚合的高分辨率和高质量与单光子聚合的非结构化、均匀特性相结合，从而与仅使用双光子聚合相比，将制造过程的速度提高一个数量级。重要的是，该概念只需使用一种树脂，加入单光子聚合步骤也不会增加额外的显影和清洗步骤。在闪速-TPP中，双光子聚合和单光子聚合分别用于制造光子电路的不同部分。图 5 展示了其工作原理，此处以液态负性 IP-S 光刻胶为例。波导芯承载光信号中绝大部分的电磁场，因此采用双光子聚合打印波导芯，并在（x，y）平面内精确优化激光功率和精细分辨率，即采用较小的填充间距。这可确保芯层与包层之间的界面平滑，从而降低传播损耗。机械支撑结构，即界定体积电路外部边界的表面，则采用较大的填充间距和较高的激光功率进行打印。

图5 (a) 展示了典型的“浸入式”DLW-TPP打印流程。显影后，光子电路被转移至紫外腔室中，参见图5 (b)，并通过控制紫外线曝光时长来调节三维电路体积的OPP剂量 D ，

从而调控波导包层的折射率 n_{cladding}，进而实现 Δn。图5 (c) 中的扫描电子显微镜图像展示了一个示例性三维光子芯片的横截面。该芯片通过闪光-TPP制成，由一个集成了16条波导的长方体构成。以TPP打印的芯层和机械支撑结构以红色区域标出，而以OPP聚合的包层体积则以蓝色标出。

通过*flash*-TPP，我们制备了光子波导，其芯层与包层之间的折射率差约为 $\Delta n \approx 5{\cdot}10^{-39}$。图 6(a) 展示了平均数值孔径<NA> 以及通过 OPP 聚合的包层 $< n_{\text{cladding}} >$聚合物折射率随 D变化的情况。我们分别采用了 D 0、750、3000 和 9000 mJ/cm^2, 的紫外线曝光剂量。假设 $n_{\text{core}} \approx 1.51$保持恒定，我们就能精确控制 <NA>和 $< n_{\text{cladding}} >$。当 $d \leq 4.9$ μm 时，波导为单模，且可通过标准 DLW-TPP 工艺制备。通过 *flash*-TPP 打印的波导，其基模 LP_{01} 的传输损耗（耦合损耗）分别为 1.3 dB/mm（0.26 dB）。重要的是，我们的三维光子电路不会随时间劣化，并在数月内对波导处于连续工作状态时的 NA 进行了评估[9]。总体而言，这证明了*flash*-TPP 光刻方法适用于超快速、单步、高性能的三维光子器件制造。

通过闪速-双光子聚合进行打印，只需聚合对通信和机械完整性至关重要的部分。重要的是，电路的大部分面积或体积与这两者都无关，因此可以通过紫外泛光曝光快速制成。因此，闪速-双光子聚合的打印时间大幅缩短，在某些情况下，打印时间与电路尺寸的缩放关系也有所不同[9]。这与我们的经验一致；与仅采用双光子聚合相比，闪速-双光子聚合可将打印时间缩短至仅10%。例如，打印图6(b)所示的大型结构（其中集成了高度从0.1到6 mm[9], 的波导），仅采用双光子聚合需要 ~24小时，而采用闪速-双光子聚合只需 ~3 小时。

IV. 空气包层波导

具有空气包层的聚合物波导具有相对较大的 $\Delta n \approx 0.5$和 $n_{\text{core}} = 1.51$。一方面，这带来了很强的光场约束和较大的数值孔径 $= 1.13$，从而能够实现极小的弯曲半径25 μ米（14 μ米）在 $\lambda = 1550$ 纳米（$\lambda = 650$ 纳米）处，进而实现高密度光子集成[40–42]。较大的 Δn使单模波导电路的制造颇具挑战。为了实现单模，空气包层波导的芯层直径必须为 $d \leq 1$ μ米（$d \leq 0.43$ μ米），在$\lambda = 1550$ 纳米（$\lambda = 650$ 纳米）处亦如此。可以打印芯层直径为$d \leq 1$ μ米的波导[7], ，而在 $\lambda = 1550$ 纳米处实现强约束光子集成电路也已指日可待。对于光子三维

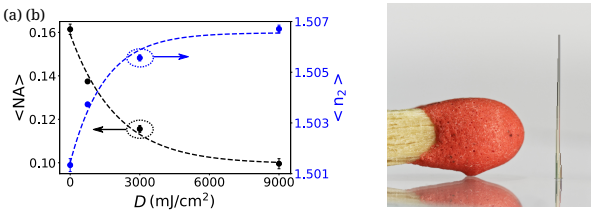

图 6. 通过 *flash*- TPP 打印的波导的光学性能。经许可转载的图像，来源于[9]。(a) 通过 *flash*- TPP 打印的光子波导的平均数值孔径 <NA> 和包层折射率 $< n_2 >$随 OPP 剂量 D 的变化。<NA> （$< n_2 >$）随 D 降低（升高），这意味着我们可以通过 UV 光照剂量控制包层的聚合程度。(b) 按比例缩放至匹配尺寸的宏观结构，其中集成了高度范围为 0.1 至 6 mm 的波导。

在接近可见光波长的光子集成电路中，这仍然是一项挑战。

最近，研究人员采用 TPP[43,44] 打印了基于空气包层波导的三维光分 splitter/合路器，其配置包括 1 分 4、1 分 9 和 1 分 16。图 7(a) 展示了 1 分 4 分形分 splitter/耦合器的扫描电子显微镜图像，其在 $\lambda = 632$ nm 处的光学表征见图 7(b)。图中，在保持输出端口高度恒定为 52 μm 的同时，将输出端口之间的距离在 $D_0 \in [10, 12, ..., 20]$ μm 范围内进行扫描。输出端口间距减小时，损耗并未显著增加，这验证了此前估算的最小弯曲半径。此外，还针对两种不同的激光功率设置评估了这种性能。两组数据之间没有明显差异，因此，只要处于动态功率范围内，空气包层三维聚合物波导的打印功率就不是关键参数。

对于大规模网络互连，Moughames 等人通过级联两层 1×9 分路器，并对这类 1×81 分路器阵列进行空间复用，实现了具有高连接性的三维并行互连，如图 7(c) 所示，从而形成了一个包含 15×15 个输入波导的阵列。整个电路仅占据 460×460×300 μm^3 的体积，实现了 225 个输入和 529 个输出之间的互连[7]。图 7(d) 展示了该互连的更高倍放大图。独立波导具有较低的表面粗糙度，而分形分路器/耦合器所融入的手性避免了独立波导之间的交叉。

V. 阶跃型和渐变折射率波导

基于前文讨论的概念和制造技术，我们介绍了阶跃型（STIN）和渐变折射率（GRIN）波导。STIN 波导的芯层折射率为常数，而 GRIN 波导的折射率则是芯层中心到径向距离的函数。通常，GRIN 波导遵循

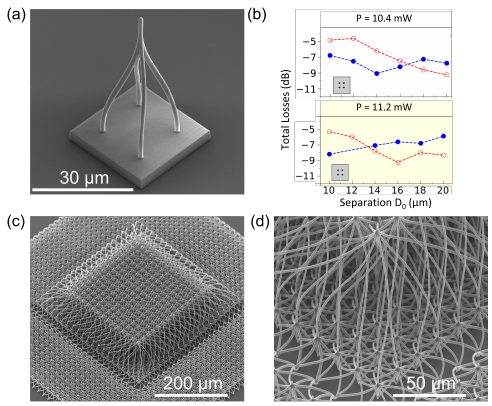

图 7. 通过直写双光子聚合制备的空气包层波导和耦合器。经许可转载图片[7,43]。（a）具有 1 个输入端和 4 个输出端的 2×2 光分束器/耦合器，波导间距为 $D_0 = 16\ \mu$m，波导直径为 1.2 μm[43]。（b）2×2 分束器/耦合器的光学损耗随波导间距 D_0 变化的关系，填充间距分别为 $h = 0.1\ \mu$m（蓝色）和 $h = 0.2\ \mu$m（红色）。上方数据对应于采用激光功率 LP = 10.4 mW 写入的分束器/耦合器，下方数据对应于采用激光功率 LP = 11.2 mW 写入的分束器/耦合器。（c）3D打印波导的扫描电子显微镜图像，展示了具有高连接性的平行互连[7]。（d）（c）的放大图。

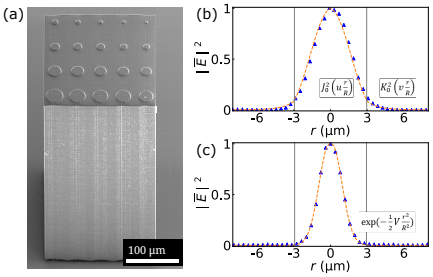

图 8. 通过（3+1）D 打印制造的阶跃型（STIN）和渐变折射率（GRIN）波导。经许可转载自[8]。 (a) 集成了 20 根高度为 300 μm 的 STIN 波导的 3D打印长方体示例的扫描电子显微镜图像。波导芯层（包层）采用双光子聚合（TPP）以高（低）激光功率打印，从而确保折射率差 $\Delta n \approx 2.4\cdot10^{-3}$。图 (b) 和 (c) 分别展示了半径为 3 μm 的 STIN 和 GRIN 波导的输出光强（三角形）及基模 LP_{01} 拟合结果（虚线）。

抛物线型折射率分布。对于 STIN 波导，所有束缚光线在芯层横截面的任意位置传播时，其角度均满足全内反射条件 θ_c；而对于 GRIN 波导，角度范围则随位置而变化[45]。

我们提出了一种单步增材制造技术——（3+1）D 打印[8]，，在制造过程中，我们根据双光子聚合曝光剂量对单一树脂的折射率进行空间调控。利用（3+1）D 打印这一概念，我们通过一种商用工艺，在单步、单材料制造过程中构建了具有阶跃型和渐变型折射率分布的体全息图和光子波导。这展示了基于 DLW 的三维光子集成方法的多功能性；基于集成单体三维结构的光学操控既可以依赖离散元件（即波导），也可以利用自由光传播的连续操控（即全息图）[8]。这两种方案均可应用于同一光子集成电路，并通过相同的制造概念、在同一制造步骤中实现。我们使用了负性 IP-Dip 树脂（$n \approx 1.547$）[36] 和一款 63X 放大倍率、数值孔径为 = 1.4 的显微镜物镜，参见图 5(a)。

图 8 (a) 的扫描电子显微镜图像展示了一个示例性长方体，其中嵌入了通过 (3+1)D 打印制成的 20 条 STIN 波导。与闪光-双光子聚合不同，在 (3+1)D 打印中，整个三维光子芯片体积均仅通过双光子聚合制成。芯包层波导之间的折射率差 Δn 通过控制各个写入体素的双光子聚合剂量 D 来实现。对于

要使波导芯层（包层）具有所需的较高（较低）折射率，就需要相应地采用较高（较低）的激光功率（LP），即 D。STIN 波导的整个芯层采用恒定的激光功率，而对于渐变折射率波导，写入功率则按照抛物线分布从高到低变化。

为评估光学性能，我们对直径 d 小于第二种传播模式截止条件的实验输出光强进行了拟合。STIN 波导的 LP_{01} 模式输出光强在 $|r| < R$时由 $J_0^2(u\frac{r}{R})$ 描述，在 $|r| > R$时由 $K_0^2(v\frac{r}{R})$ 描述；而 GRIN 波导的输出光强则由无限抛物线型折射率分布 $\exp\left(-\frac{1}{2}V\frac{r^2}{R^2}\right)$[45] 给出。图 8 (b-c) 展示了半径为 $R = 3\ \mu$m 的 STIN 和 GRIN 波导归一化输出与基模 LP_{01} 的拟合结果。假设芯层折射率恒定（$n_{core} \approx 1.547$），我们得到 STIN 波导的平均数值孔径 <NA> =0.08 ± 0.01（即 $n_{core} = n_{cladding} + 2.4\cdot10^{-3}$），以及 GRIN 波导的平均数值孔径 <NA> = 0.18 ± 0.02。正如预期，由于内芯折射率经过调制，GRIN 波导的芯层约束显著强于 STIN 波导，这为光子集成方案[7]提供了关键优势。

如图所示，采用聚合物包层的 STIN 波导折射率差约为 $\Delta n \approx 2.4\cdot10^{-3}$，数值孔径较低，为 ≈ 0.12。与空气包层波导不同，这会导致较大的弯曲半径：在 $\lambda = 1550$ nm（$\lambda = 650$ nm）处分别为 15 mm（7 mm），进而使 STIN 波导难以实现高密度光子集成。然而，较低的 Δn 使波导直径为 $d \leq 9.8\ \mu$m（$d \leq 4.2\ \mu$m）的波导在 $\lambda = 1550$ nm（$\lambda = 650$ nm）处能够实现单模传播，这与当前的 DLW-TPP 制造技术相符。未来的工作包括结合聚合物包层波导和空气包层波导，在同一平台中发挥两种结构各自的优势，即由空气包层波导实现高密度光子集成

凭借较小的弯曲半径实现高密度集成，同时由 STIN 波导在较长距离上支持大直径波导的单模传播。

VI. 闪光双光子聚合打印波导

最近，我们展示了通过闪光-双光子聚合制造大规模三维集成光子器件。闪光-双光子聚合的若干特点使其成为集成更大规模电路的关键技术。其中最重要的是制造速度大幅提升；若没有这一优势，制造更大型集成电路所需的时间很快就会超过 24 小时[9]。基于这一方法，我们展示了长度为 6 mm 的单模波导，并实现了极低的耦合损耗（≈ 0.26 dB）和传播损耗（≈ 1.3 dB/mm）[9]。

接下来，我们展示了基于这一概念的光分束器和合束器。这些器件是任何光子集成电路的基础，而三维集成则为实现 1 至 M 光耦合器提供了有趣的替代方案，无需使用易受影响的光学干涉单元[46]。在三维结构中，只需将多个输出波导布置在输入波导周围，即可实现 1 至 M 光耦合器；在纯二维集成环境中则无法做到这一点。我们利用绝热耦合展示了宽带 1 至 M 光分束器[6,47]。绝热耦合通过倏逝波，实现从 1 至 M 个波导的低损耗单模光传输：光学模式从输入波导的渐缩芯绝热地泄漏，经由包层进入输出波导的反向渐缩芯[48,49]。此前的所有研究都仅考虑了光学元件之间一对一绝热耦合的二维情形[50]。

在我们的工作中，我们展示了通过单个元件实现高效单模绝热传输，其输入端为 1 个，输出端最多为 4 个。图 9(a) 展示了一个 1 入 2 出绝热耦合器示例的设计。波导的圆形芯层横截面会随着传播方向连续变化 z。原本呈圆形的芯层仅沿设有输出波导的方向缩小；芯层实际上沿平坦表面切割。这些切割平面在锥形长度 l_t 内以相同速率 d/l_t 沿 $(x,\ y)$ 平面朝输入芯层的中心移动，以使其相对有效模态折射率相匹配[45]。输出波导采用完全相同的原理，但方向相反。我们通过间隙 z 将输入波导与输出波导分隔开

并研究了耦合波导之间的倏逝耦合效率[6]。如图 9(b) 的输出强度分布所示，1 入 3 出和 1 入 4 出也采用了相同的锥形设计策略。

在 1×2 绝热耦合器的最佳情况下，我们获得了创纪录的 0.06 dB 光耦合损耗，两个输出强度之间的差异仅为 ~ 3.4 %。此外，我们还展示了从 520 nm 到 980 nm 的宽带功能，在此范围内损耗始终低于 2 dB[6]。重要的是，这些绝热耦合器可以级联，从而使 M 个输出的数量呈指数增加，参见图 7 (c)。我们排列了双层 1×4 绝热耦合器，其产生的 1×16 单模输出强度如图 9 (b) 的最后一幅图所示。重要的是，整个器件的总体损耗仅为 1 dB，且整个电路在 ($0.08 \times 0.08 \times 1.5$) mm[36] 的范围内实现。

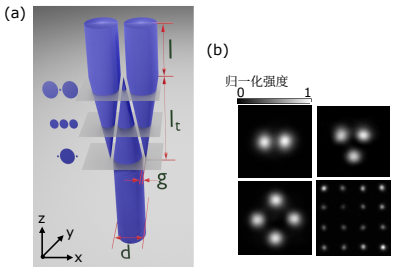

图 9. 通过 *flash*-双光子聚合制造的绝热 1 到 M 宽带可扩展耦合器。图片经许可后转载自[6]。(a) 通过 *flash*-双光子聚合打印的 1 到 2 绝热耦合器设计。同样的渐缩策略也可应用于更高阶耦合器，即 1 到 3 和 1 到 4 耦合器。(b) 1 到 2、3 和 4 绝热耦合器的输出强度分布。最后一个输出强度对应于级联的 1 到 16 绝热耦合器。

VII. 构建可扩展且 CMOS兼容的光子网络集成

高密度光子集成需要互连多个光子平台。目前大多数光子器件都基于绝缘体上硅（SOI）和 CMOS技术。在一个混合多芯片平台中结合多种光子系统和电子系统的优势，可使特定计算任务更加多样化，同时提升整体性能。

低损耗且用途广泛的制造技术，对于三维自由形态光互连和集成光互连的可扩展性至关重要。基于直写双光子聚合的聚合物基三维打印技术非常适合应对这些挑战，并且已有多项概念验证研究得以实现[50–52]。图 10 (a) 展示了光子线键合：它构成了一条三维光子波导，为承载独立波导的绝缘体上硅芯片之间的芯片间连接实现点对点通信。该光子线键合采用负性光刻胶 MicroChem SU-8 2075，通过直写双光子聚合制成（在 1550 nm 处的$n \approx 1.51$）[53]，，并连接了不同 CMOS 芯片上的两条绝缘体上硅波导，两者相隔 100 μm。这首次证明，基于双光子聚合的三维打印能够用于实现 CMOS兼容的晶圆级连接以及芯片间连接。

基于聚合物的三维制造面临的一项重大挑战

以及 CMOS技术面临的挑战，是在双光子聚合打印工艺中，CMOS衬底与光刻胶之间的相互作用。在标准制造环境中，飞秒脉冲激光器与玻璃衬底之间的相互作用可以忽略不计，因为衬底材料（即熔融石英）在飞秒激光器的波长（780 nm）下是透明的，且镜面反射率很低。然而，CMOS技术基于多层半导体材料（例如砷化镓、磷化铟或硅）的二维堆叠。这些材料的带隙能量通常低于写入激光的能量，在这种情况下，无法透过半导体衬底进行打印；因此，对于基于DLW-TPP、直接在CMOS衬底上制造三维光子集成电路而言，唯一普遍可行的方法是“浸入式”方案。另一项挑战是镜面反射较强，因为这些半导体材料具有较高的折射率。飞秒激光在半导体衬底上的光学反射会导致光刻胶过度聚合，除非对此进行补偿。因此，需要在CMOS/光子电路接口附近持续调整激光功率，以使光刻胶达到预期的聚合程度。另一项要求是将三维光子芯片与制作在CMOS衬底上的半导体器件精确对准。

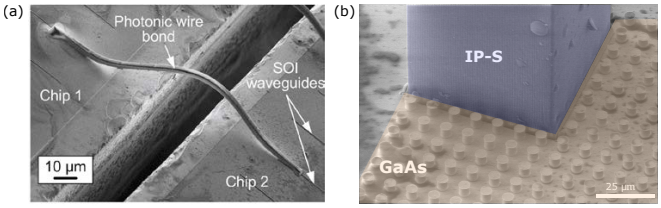

图10. 基于聚合物的三维打印与CMOS技术兼容性。（a）芯片间光子线键合概念。通过DLW-TPP制备的三维聚合物波导连接了分别位于相距较远的CMOS芯片上的两条绝缘体上硅波导。扫描电子显微镜图像经 [53]许可后使用。（b）示例性三维立方体的扫描电子显微镜图像，该三维立方体集成了一个级联式1×16绝热耦合器阵列，该阵列通过 *flash*-TPP打印在量子点微柱激光器阵列顶部。

图 10 (b) 展示了一个示例性 3D打印长方体，其中集成了一个级联式 1 至 16 绝热耦合器（参见图 9 (b)），该耦合器通过闪光-双光子聚合打印制成，位于集成量子点微柱激光器阵列的半导体基底上。每个微柱激光器均由一个圆柱形微腔构成（由高反射率分布式布拉格反射器（分布式布拉格反射器）组成的垂直结构，砷化铝镓与砷化镓镜面对交替排列），并夹有一个基于砷化铟镓自组装量子点（量子点）的中央增益区。关于图 10 (b) 中量子点微柱激光器阵列的制备和光学性质，更多详情见[54–56]。我们使用 IP-S 光刻胶进行制备，并采用较低的激光功率 LP $= 6.5$ mW（此前为 LP $= 15$mW），以避免双光子聚合打印过程中光刻胶在半导体-聚合物界面处发生微爆炸。光刻胶经显影后，随后以$D = 3000$ mJ/cm^{2}的曝光剂量通过单光子聚合使三维光子芯片聚合。扫描电子显微镜图像显示，三维光子结构与周期性砷化镓微柱阵列的角度完全对齐。我们检查了聚合物随时间推移的附着情况，连续观察四个多月后，未发现任何劣化。这证实了将我们的 3D 打印技术与基于CMOS的微型激光器阵列集成的可靠性。

VIII. 结论

本文综述了我们近期围绕增材制造开展的研究，旨在实现面向未来、与互补金属氧化物半导体兼容的光学元件三维光子集成。基于结合直接激光写入系统的单光子和双光子聚合过程，我们展示了高性能独立光子波导以及可扩展光分 splitter 的制备。所有这些三维结构均在我们本地的FEMTO-ST RENATECH基础设施中制备。

我们证明，利用商用 DLW-TPP Nanoscribe GmbH（Photonics Professional GT）系统和“浸入式”DLW策略，可以构建空气包层和聚合物包层光子波导。对于空气包层波导，我们采用了仅需 TPP、单步工艺和单一树脂（IP-Dip光刻胶）的方案。一个由分形光分路器网络组成的三维集成电路，包含225个输入波导和529个输出波导，仅占据460x460x300 μm^3的体积。得益于其在10s μm尺度上的小弯曲半径，这类空气包层波导集成电路是高密度光子封装的理想候选方案。对于聚合物包层波导，我们提出了两种不同策略：通过 TPP 3D 打印波导芯，同时精确控制折射率差 Δn ，具体包括：（i）在单体素级别调节飞秒激光器剂量 D ，即（3+1）D打印；以及（ii）调节紫外泛光曝光的持续时间，从而确定 OPP剂量 D ，使整个光子集成电路中的包层材料折射率通过一次曝光固定下来，即闪光-TPP。值得注意的是，这两种制造方案均只需一次写入步骤和一种树脂（IP-S光刻胶）。重要的是，与（3+1）D打印相比，借助额外的 OPP 工艺，闪光-TPP 的制造时间最多可缩短 ≈ 90 %。通过闪光-TPP，我们实现了折射率差为 $\Delta n \approx 5{\cdot}10^{-3}$的聚合物包层波导，其传播（注入）损耗低至1.3 dB/mm（0.26 dB），同时可打印高度达6 mm的波导。这使得波导能够在较长距离上实现单模传播。我们还通过闪光-TPP，实现了可扩展的宽带耦合器制造，利用绝热传输将1个输入扩展至最多4个输出。通过采用锥形/反锥形波导序列，我们实现了创纪录的0.06 dB光耦合损耗，并获得了非常对称的分光比。我们

排列了一个由1至4绝热耦合器组成的双层结构，最终得到一个具有16个单模输出端、总体损耗仅为1 dB的器件。

重要的是，我们展示了基于直写双光子聚合的制造方法与 CMOS 衬底的兼容性。作为概念验证，我们成功地在集成了砷化镓量子点微柱激光器阵列的 CMOS 衬底上，3D 打印了级联式 1×16 绝热耦合器。这些结构的初步表征结果显示，其损耗和稳定性表现令人鼓舞。

总的来说，本综述介绍了我们新颖的 3D 打印技术。这项技术是一项突破，有望成为一种高影响力工具，用于电子和光子器件的混合集成、高密度且紧凑的封装。这些概念为未来探索开辟了多种可能途径。空气包层和聚合物包层波导相结合，可实现高密度集成，同时精确控制光信号特性，例如模式数、偏振和相位。由于这一概念利用了光聚合，原则上可以为 CMOS 电子集成的大规模、高性能生产设施增添 3D 光子集成能力。标准光敏树脂具有出色的兼容性，因此该方法基本不受底层基底的限制。与硅基集成光子学相比，这种方法更加灵活；在已经加工完成的 CMOS 衬底上进行增材制造，也避免了许多挑战，而这些挑战在采用不同工艺制造光子集成电路时可能会遇到，例如先在块体电介质中直接进行 DLW，再与 CMOS 键合。

IX. 致谢

作者谨向 Stephan Reitzen-stein 致谢，感谢他制作了用于生成图 10 (b) 所示电路的半导体激光器样品；并向 Erik Jung 致谢，感谢他在 3D 波导设计方面给予的宝贵帮助。本研究部分得到了法国 RENATECH 网络及其 FEMTO-ST 技术平台的支持。作者感谢勃艮第—弗朗什-孔泰大区的支持。本研究还得到了 EUR EIPHI 计划（合同编号 ANR-17-EURE-0002）、大众汽车基金会（NeuroQNet II）、法国“未来投资”计划的 ISITE-BFC 项目（合同编号 ANR-15-IDEX-03），以及欧盟“地平线2020”研究与创新计划下的玛丽·斯克沃多夫斯卡-居里资助协议（编号 713694，MULTIPLY）的支持。

[1]N. U. Dinc、D. Psaltis 和 D. Brunner，“光学神经网络：3 *Photoniques* 114, 34 38, D 连接”，，2020 第卷，第 – 页。[2]K. Boahen，“面向合成智能的树突中心学习”，*Nature*，第 612 卷，2020 年 12 月号，第 43–50 页，2022 年。[3]J. T. Boyd、R. W. Wu、D. E. Zelmon、A. Naumaan、H. A. Timlin 和 H. E. Jackson，“平面和通道光波导利用硅技术”，载于 *Integrated Optical Circuit Engineering I* 0517, (D. B. Ostrowsky 和 S. Sriram 编)，第卷，第 100 页，1985 年 1 月。[4]S. R. A. 和 J. P. Lorenzo，“面向 $\lambda = 1\,3 \quad 1\,6\,\mu$ *IEEE Journal of Quantum Electronics* 22, 6, 873, 1986 和 . m 的全硅有源和无源导波元件”，，第 QE- 卷，第 期，第 页。[5]W. J. Dally、C. T. Gray、J. Poulton、B. Khailany、J. Wilson 和 L. Dennison，“硬件赋能人工智能”，载于 *2018 IEEE Symposium on VLSI Circuits* 3 6, 2018 ，第 – 页。[6]A. Grabulosa、X. Porte、E. Jung、J. Moughames、M. Kadic 和 D. Brunner，“(3+1)D 打印的绝热 1 对 n 宽带耦合器”，2022 年。[7]J. Moughames、X. Porte、M. Thiel、G. Ulliac、M. Jacquot、L. Larger、M. Kadic 和 D. Brunner，“用于可扩展光子神经网络集成的三维波导互连”，*Optica*，第 7 卷，第 6 期，第 640–646 页，2020 年。[8]X. Porte、N. U. Dinc、J. Moughames、G. Panusa、C. Juliano、M. Kadic、C. Moser、D. Brunner 和 D. Psaltis，“渐变折射率光学元件的直接 (3+1)D 激光直写”，*Optica*，第 8 卷，第 1281–1287 页，2021 年 10 月。[9]A. Grabulosa、J. Moughames、X. Porte 和 D. Brunner，“结合单光子和双光子聚合，实现高性能 (3 + 1)D 光子集成的加速制造”，*Nanophotonics*，第 11 卷，第 8 期，第 1591–1601 页，2022 年。[10]M. Deubel、G. Von Freymann、M. Wegener、S. Pereira、K. Busch 和 C. M. Soukoulis，“用于电信的三维光子晶体模板的直接激光书写”，*Nature materials* 444 ，第 3 卷，第 7 期，第 –447 页，2004 年。[11]J. Moughames、S. Jradi、T. Chan、S. Akil、Y. Battie、A. E. Naciri、Z. Herro、S. Guenneau、S. Enoch、L. Joly、*et al.*，“通过直接三维激光直写聚合物超材料制成的波长尺度聚光器”，*Scientific reports* 6, 1, 1 8, ，第 卷，2016 第 页 – 。[12]N. Anscombe，“直接激光书写”，*Nature Photonics*，第 4 卷，第 1 期，第 22–23 页，2010 年。[13]L. Wang、G. Ulliac、B. Wang、J. A. Iglesias Mart´ınez、K. K. Dudek、V. Laude 和 M. Kadic，“具有弹性稳定连续相变的三维负泊松比超材料”，*Advanced Science* 2204721, 2022 ，第 页。[14]J. A. Iglesias Mart´ınez、J. Moughames、G. Ulliac、M. Kadic 和 V. Laude，“具有超宽禁带的三维声子晶体，工作频率达兆赫兹”，*Applied Physics Letters* ，第 118 卷，第 6 期，第 063507 页，2021 年。[15]T. Frenzel、J. K¨opfler、E. Jung、M. Kadic 和 M. Wegener，“手性机械超材料声学活性的超声实验”，*Nature communications* 10, 1, 1 6, ，第 卷，2019 第 页 – 。[16]X. Chen、J. Moughames、Q. Ji、J. A. I. Mart´ınez、H. Tan、G. Ulliac、V. Laude 和 M. Kadic，“具有近乎各向同性非弹性大变形响应的三维轻质机械超材料”，*Journal of the Mechanics and Physics of Solids*，第 169 卷，第 105057 页，2022 年。[17]X. Chen、Q. Ji、J. A. I. Martinez、H. Tan、G. Ulliac、V. Laude 和 M. Kadic，“闭合管状机械超材料：轻质承重结构和能量吸收器”，*Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 167, ，第 页 104957，2022 年。[18]K. K. Dudek、J. A. I. Mart´ınez、G. Ulliac 和 M. Kadic，“用于形状变形的微尺度负泊松比分级机械超材料”，*Advanced Materials*，第 34 卷，第 14 期，第 2110115 页，2022 年。[19]Q. Ji、J. Moughames、X. Chen、G. Fang、J. J. Huaroto、V. Laude、J. A. I. Mart´ınez、G. Ulliac、C. Cl´evy、P. Lutz、 *et al.*，“用于软体微型机器人技术的四维热机械超材料”，*Communications Materials* 1 ，第 2 卷，第 1 期，第 –6 页，2021 年。[20]C. Kern、M. Kadic 和 M. Wegener，“三维超材料中霍尔系数符号反转的实验证据”，*Physical Review Letters* 118, 1, 016601, ，第 卷，2017 第 页。[21]E. Blasco、J. M¨uller、P. M¨uller、V. Trouillet、M. Sch¨on、T. Scherer、C. Barner-Kowollik 和 M. Wegener，“制造

通过直接激光书写制备导电的含金三维微结构”，*Advanced Materials* 28, 18, 3592 3595, , 第 2016 卷，第 页 –。[22]F. Mayer、S. Richter、P. H¨ubner、T. Jabbour 和 M. Wegener，“通过三维激光光刻制备三维荧光安全特征”，*Advanced Materials Technologies* 2, 11, 1700212, , 第 2017 卷，第 页。[23]A. M¨unchinger、L.-Y. Hsu、F. F¨urniß、E. Blasco 和 M. Wegener，“三维光机超材料”，*Materials Today*，第 59 卷，第 9–17 页，2022 年。[24]P. Kiefer、V. Hahn、E. Blasco 和 M. Wegener，“直接激光书写的并行化：纳米尺度上的多任务处理”，载于 *Light-Matter Interactions Towards the Nanoscale*，第 323–324 页，施普林格，2022 年。[25]V. Hahn、P. Rietz、F. Hermann、P. M¨uller、C. Barner-Kowollik、T. Schl¨oder、W. Wenzel、E. Blasco 和 M. Wegener，“通过双颜色双步吸收进行片光三维微打印”，，第 卷，第 页 –。[26]H. B. Sun 和 S. Kawata，*Two-Photon Photopolymerization and 3D Lithographic Microfabrication* 2004 。施普林格出版社，。[27]T. B¨uckmann、R. Schittny、M. Thiel、M. Kadic、G. W. Milton 和 M. Wegener，“三维膨胀弹性超材料研究”，*New journal of physics* 16, 3, 033032, , 第 2014 卷，第 页。[28]L. Yang、A. M¨unchinger、M. Kadic、V. Hahn、F. Mayer、E. Blasco、C. Barner-Kowollik 和 M. Wegener，“关于 3 *Ad-* D 双光 *vanced Optical Materials* 7, 22, 1901040, 2019 子激光光刻中的施瓦茨希尔德效应”，，第 卷，第 页。[29]S. Ristok、S. Thiele、A. Toulouse、A. M. Herkommer 和 H. Giessen，“无拼接三维打印毫米级高透明度球面和非球面光学元件”，*Optical Materials Express* 10, 10, 2370, 2020 ，第 卷，第 页。[30]F. Ugarak、G. Ulliac、J. A. Iglesias Mart´ınez、J. Moughames、V. Laude、M. Kadic 和 A. Mosset，“灰度三维打印各向同性材料的布里渊光散射表征”，*Materials*，第 15 卷，第 12 期，第 4070 页，2022 年。[31]T. Gissibl、S. Wagner、J. Sykora、M. Schmid 和 H. Giessen，“用于三维直接激光书写的光刻胶折射率测量”，*Optical Materials Express*，第 7 卷，第 2293 页，2017 年 7 月。[32]Y. Li、S. Park、M. McLamb、M. Lata、S. Sch¨oche、D. Childers、I. D. Aggarwal、M. K. Poutous、G. Boreman 和 T. Hofmann，“通过光谱椭偏法测定双光子聚合后 IP-Dip、IP-L 和 IP-S 的紫外至近红外光学特性”，*Optical Materials Express*，第 9 卷，第 4318 页，2019 年 11 月。[33]S. M. Garner、V. Chuyanov、S.-S. Lee、A. Chen、W. H. Steier 和 L. R. Dalton，“聚合物垂直集成波导偏振分束器”，*IEEE Photonics Technology Letters*，第 11 卷，第 7 期，第 842–844 页，1999 年。[34]U. Streppel、P. Dannberg、C. W¨achter、A. Br¨auer、L. Fr¨ohlich、R. Houbertz 和 M. Popall，“利用光响应（无机–有机混合）聚合物实现堆叠式光波导互连和三维微光学结构的全新晶圆级制造方法”，*Optical Materials*，第 21 卷，第 1-3 期，第 475–483 页，2003 年。[35] S. Dottermusch、D. Busko、M. Langenhorst、U. W. Paetzold 和 B. S. Richards，“纳米刻写 IP-Dip 光刻胶层的曝光依赖型折射率”，*Optics Letters* 44, 29, 1 ，第 2019 页。[36]M. Schmid、D. Ludescher 和 H. Giessen，“飞秒三维打印用光刻胶的光学性质：折射率、消光、发光剂量依赖性、老化、热处理，以及双光子和 -光子曝光的比较”，，第 页。[37]A. ˇZukauskas、I. Matulaitien˙e、D. Paipulas、G. Niaura、M. Malin- auskas 和 R. Gadonas，“调控三维直接激光书写光刻中的折射率：迈向梯度折射率微光学”，*Laser and Photonics Reviews* 9, 6, 706 712, 2015 ，第 卷，第 页 –。[38]C. Eschenbaum、D. Großmann、K. Dopf、S. Kettlitz、T. Bock- srocker、S. Valouch 和 U. Lemmer，“混合光刻：组结合紫外线曝光与双光子直接激光写入，”*Optics Express* 21, 24, 29921, 2013 ，卷 号 页码。[39]M. P. Lim、X. Guo、E. L. Grunblatt、G. M. Clifton、A. N. Gonzalez 和 C. N. LaFratta，“通过直接激光写入增强掩模光刻，以提高分辨率和速度”，*Optics Express* 26, 6, 7085, 2018 ，卷 号 页码。[40]S. M. Eaton、M. L. Ng、R. Osellame 和 P. R. Herman，“通过高聚焦、高重复频率飞秒激光在熔融石英波导中实现高折射率差”，*Journal of Non-Crystalline Solids* 357, 11, 2387 2391, 2011 17 ，卷 号，页码 –。第届非氧化物与新型光学玻璃国际研讨会（第十七届 ISNOG）。[41]M. Bahadori、M. Nikdast、Q. Cheng 和 K. Bergman，“绝缘体上硅光子平台中波导弯曲段的通用设计”，*Journal of Lightwave Technology*，第 37 卷，第 13 期，页 3044–3054，2019。[42]J. Lapointe、J.-P. B´erub´e 和 Y. Ledemi，“晶体和玻璃中由飞秒激光诱导的局部折射率变化的非线性增大，降形化及符号反转”，*Light: Science and Applications* 9, 64, 2020 ，卷 号。[43]J. Moughames、X. Porte、L. Larger、M. Jacquot、M. Kadic 和 D. Brunner，“用于光子互连的 3D 打印多模分束器”，*Optical Materials Express*，第 10 卷，第 11 期，页 2952–2961，2020。[44]J. Moughames、X. Porte、L. Larger、M. Jacquot、M. Kadic 和 D. Brunner，“光子波导的 3D 打印互连”，发表于 *CLEO: Science and Innovations*，页 STu2Q–4，Optica 出版集团，2021。[45]A. W. Snyder 和 J. D. Dove，*Optical Waveguide Theory*。Chapman and Hall，1983。[46]L. Soldano 和 E. Pennings，“基于自成像的光学多模干涉器件：原理与应用”，*Journal of Lightwave Technology* 13, 615 627, 1995 ，卷，页 –，4 月。[47]A. Grabulosa、X. Porte、J. Moughames 和 D. Brunner，“（ 3+1 1 *Emerging Topics* ） *in Artificial Intelligence (ETAI) 2022* D 打印绝热 -to-N 耦合器”，发表于（G. Volpe、J. B. Pereira、D. Brunner 和 A. Ozcan 编），第 12204 卷，页 1220404，国际光学与光子学学会（SPIE），2022。[48]S. M. Spillane、T. J. Kippenberg 和 K. J. Vahala，“利用球形介质微腔实现超低阈值拉曼激光器”，*Nature*，第 415 卷，第 4 期，页 621–623，2002。[49]L. Collot、V. Lef`evre-Seguin、M. Brune、J. M. Raimond 和 S. Haroche，“在熔融石英微球上观测到的超高品质因数回音壁模式共振”，*Europhysics Letters (EPL)*，第 23 卷，页 327–334，1993 年 8 月。[50]T. G. Tiecke、K. P. Nayak、J. D. Thompson、T. Peyronel、N. P. de Leon、V. Vuleti´c 和 M. D. Lukin，“面向纳米光子器件的高效光纤接口”，*Optica*，第 2 卷，页 70–75，2015 年 2 月。[51]A. Nesic、M. Blaicher、T. Hoose、A. Hofmann、M. Lauermann、Y. Kutuvantavida、M. N¨ollenburg、S. Randel、W. Freude 和 C. Koos，“通过 3D 打印波导跨接结构实现非平面拓扑光子集成电路”，*Opt. Express*，第 27 卷，页 17402–17425，2019 年 6 月。[52]S. Khan、S. M. Buckley、J. Chiles、R. P. Mirin、S. W. Nam 和 J. M. Shainline，“利用带帽绝热锥形光纤实现低损耗、高带宽的光纤到芯片耦合”，*APL Photonics*，第 5 卷，第 5 期，页 056101，2020。[53]N. Lindenmann、G. Balthasar、D. Hillerkuss、R. Schmogrow、M. Jordan、J. Leuthold、W. Freude 和 C. Koos，“光子线键合：一种芯片级互连新概念”，*Opt.* ，卷，*Express* 20, 17667 17677, 2012 页 –，7 月。[54]S. Reitzenstein、C. Hofmann、A. Gorbunov、M. Strauß、S. H. Kwon、C. Schneider、A. L¨offler、S. H¨ofling、M. Kamp 和 A. Forchel，“品质因数超过 150.000 的砷化镓微柱腔”，*Applied Physics Letters*，第 90 卷，第 25 期，页 251109，2007。[55] T. Heuser、J. Große、A. Kaganskiy、D. Brunner 和 S. Re- itzenstein，“用于光子信息处理应用的高密度、直径可调量子点微柱阵列的制备

cessing, ” *APL Photonics*，第 3 卷，第 11 期，第 116103 页，2018 年。[56]S. Reitzenstein 和 A. Forchel，“量子点微柱”，*Journal of Physics D: Applied Physics*，第 43 卷，第 3 期，第 033001 页，2010 年