arXiv:2304.02088v1 [quant-ph] 4 Apr 2023

采用中性原子处理节点的量子网络

Jacob P. Covey,[1], * Harald Weinfurter,[2,3,4,] † 和 Hannes Bernien[5], ‡

[1] *Department of Physics, The University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, IL 61801, USA* [2] *Faculty of Physics, Ludwig-Maximilians-University of Munich, Munich, Germany* [3] *Munich Center for Quantum Science and Technology, Munich, Germany* [4] *Max-Planck Institute for Quantum Optics, Garching, Germany*

[5] *Pritzker School of Molecular Engineering, University of Chicago, Chicago, IL 60637, USA*

通过量子节点网格共享纠缠的量子网络，将为量子计算、提升传感器与时钟网络的精度，以及远距离高效量子通信提供新的应用，从而彻底改变量子信息科学领域。近期单个中性原子实验取得的进展，展现出实现此类网络关键组成部分的巨大潜力。我们重点介绍最新进展和近期前景，探讨如何利用可单独控制的中性原子阵列，高效生成远程纠缠并开展大规模量子信息处理，从而具备在各节点之间共享高保真、经纠错的多量子比特纠缠态所需的特性。我们阐述了量子网络的功能要求，并举例说明由中性原子处理节点构成的先进大规模量子网络。

I. 引言与宏伟愿景

大规模量子网络 [1–3]将开启量子技术的新型应用时代，包括密码安全通信 [4], 、分布式量子计算或盲量子计算 [5],，以及精度接近量子极限的传感器与时钟网络 [6, 7]。此类网络将由量子节点网格构成，我们将其称为“量子处理单元”（QPUs）；这些节点通过量子链路互联，能够在整个系统中高效分发量子态（见图 1A）。量子网络在许多方面的运行方式类似于经典互联网：经典计算机或传感器构成其中的各个节点；但由于量子信息的脆弱性，以及无法克隆量子态以放大信号，它也将面临独特的挑战 [8]。

尽管近年来取得了显著进展，实现大规模网络仍面临诸多挑战。首先，量子系统必须提供一种光学接口，将其状态与光量子态连接起来，以便在链路上生成远程纠缠（REG）（见图 1B）。如果节点之间的距离超过某个阈值，就必须采用量子中继方案 [9], ：首先通过量子中继站（QR）在中间链路上共享纠缠，再将这些中继站连接起来，从而在远距离节点之间分发纠缠（见图 1A）。其次，由于在链路上共享纠缠的远程纠缠生成（REG）过程具有随机性，并非每次都能成功，因此需要反复尝试直至成功，这可能需要相当长的时间。因此，需要基于长寿命态的量子存储器，以高保真度维持节点和量子中继站中的量子态。第三，为了通过纠缠交换连接各链路，量子中继器和节点必须能够执行确定性的量子逻辑操作 [10, 11], （见图 1C）。第四，由于远程纠缠的保真度有限，而且连接多条中间链路时保真度还会进一步降低，因此需要在整个链路上进行“纠缠纯化” [12–14]。纯化也是一个随机过程；如果失败，就必须重做该链路这一部分的整个过程（见图 1C），这意味着量子存储器需要更长的存储时间，往往接近秒级。最终，还需要主动纠错 [15, 16] ，以实现所需的长相干时间并存储分布式量子态。

单个中性原子有望实现量子网络节点所需的多项理想特性，包括基于光学腔的高效光-物质接口——有望工作在电信波长 [17–19]——分钟级的相干性和存储时间 [3, 20], – [21–24], 多量子比特处理能力 [25–28],可扩展至数百个量子比特 [29], ，甚至高保真度的电路中途读出 [30–32]。因此，我们设想由量子处理单元和量子中继器构成的长距离网络，其节点是在光学腔中排列并可单独控制的原子（见图1B）。通常，量子处理单元和量子中继器可包含两类量子比特：通信量子比特和数据量子比特，分别用于创建远程贝尔对，以及在节点内处理量子信息。本文将综述单个中性原子研究领域近期进展的综合成果；这些进展有望在近期推动我们迈向实现稳健量子网络的愿景。

虽然我们仅聚焦于中性原子，但值得指出的是，许多硬件平台都在积极探索，以实现这一愿景。金刚石中的氮-空位中心或许是目前最先进的平台（例如参见文献 {v1}–{v2}），

*电子邮箱：jcovey@illinois.edu
†电子邮箱：h.w@lmu.edu
‡电子邮箱：bernien@uchicago.edu

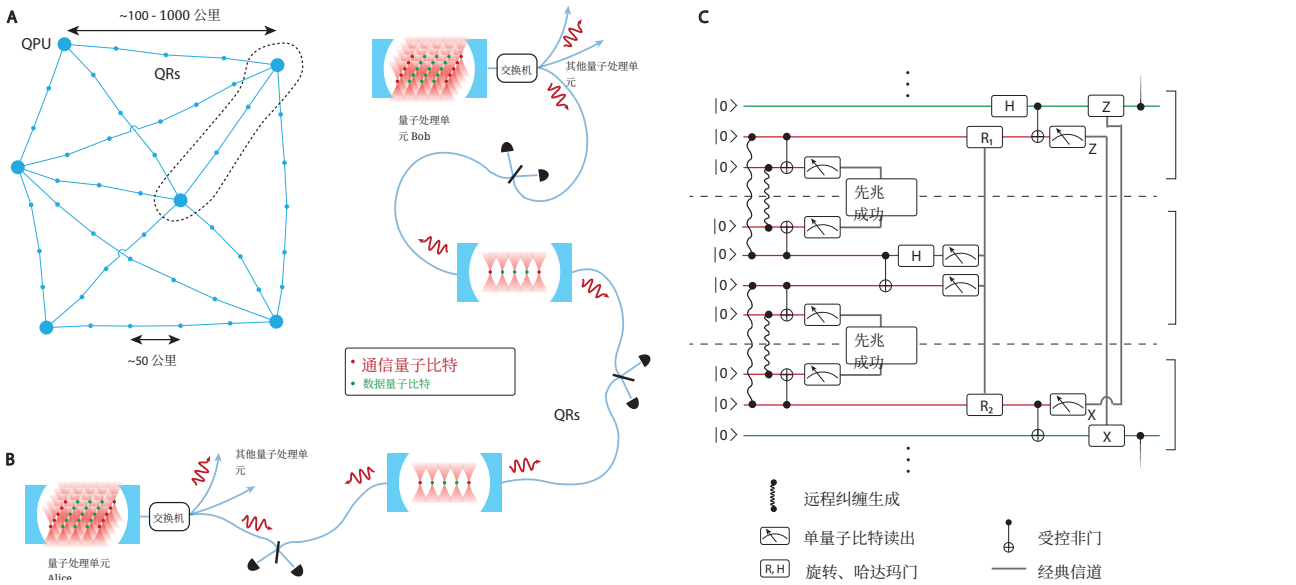

图 1：**中性原子量子处理单元之间由中继器支持的长距离网络愿景。A** 一种可能的网络架构：多个大规模量子处理单元节点通过链路相连，链路中包含中间量子中继器节点。**B** 置于光学腔中并与光学光子相连接的原子阵列构成节点；量子中继器与末端量子处理单元类似，但规模可能更小。中继器之间可间隔约 50 千米，并包含多个原子，以实现复用、纠缠交换及其他确定性逻辑操作，例如纠缠纯化。红色原子表示通信量子比特，绿色原子表示数据量子比特。**C** 通过单个量子中继器在两个量子处理单元之间生成纯化贝尔对的电路示例。纠缠纯化成功时会发出确认信号；若失败，则需要重新建立链路。需要通过门隐形传态将贝尔对从通信量子比特传输到数据量子比特。图例中展示了相关操作。除非另有说明，读出均在 z基 中进行。请注意，我们假设量子中继器中的通信量子比特也可用作数据量子比特，但量子处理单元中的通信量子比特不能。

而金刚石中的其他缺陷，例如硅空位中心和锗空位中心，也具有颇具吸引力的特性 [37–40]。半导体量子点 [41–43] 和稀土离子掺杂晶体 [44–51] 等其他固态系统也展现出巨大潜力。囚禁离子与中性原子有许多共同之处，并且是更广泛量子科学领域中最成熟的平台之一（例如参见文献 [52–57]）。图 2A 展示了所有平台在量子网络发展方面的进展，其中比较了当前创纪录的“链路效率”——即纠缠生成率与退相干率之比（见下文及文献 [54, 58]）——与链路距离的关系。

II. 远程纠缠生成

远距离物质量子比特之间的远程纠缠最好通过光来实现。例如，可以先在一个节点创建原子-光子纠缠态，然后将光子存储在另一个节点中，从而使两个相距遥远的原子节点产生纠缠 [61]。请注意，在这一通用方案中，纠缠态的保真度容易受到光子损失的影响，而且难以实现用于指示纠缠成功生成的预示信号。

或者，对于原子-腔耦合节点（另见 IIC 节），一个依次在两个远距离节点上反射的光子可用于执行非局域贝尔测量 [62]，或在原子之间介导非局域门 [63]；这两种方式都能在节点之间产生长距离纠缠，并包含预示信号。

最后，如果每个相邻节点都发射一个与该节点处物质量子比特纠缠的光子，就可以通过对这些光子进行贝尔基联合测量（贝尔态测量，BSM），将物质-光纠缠交换到物质量子比特上 [10, 64, 65]。在贝尔态测量处探测到光子，也能提供预告信号。本文将重点讨论用于远程纠缠生成的这一纠缠交换协议，同时指出，本文所述技术也适用于其他远程纠缠生成协议。

A. 基于纠缠交换的远程纠缠生成

该协议首先在每个节点制备原子-光子纠缠态 $|\psi\rangle = 1/\sqrt{2}(|0\rangle|\alpha\rangle + |1\rangle|\beta\rangle)$，其中 $\{|0\rangle, |1\rangle\}$ 是原子量子比特的状态，$\{|\alpha\rangle, |\beta\rangle\}$ 是发射光子的两种正交态，例如两种不同的偏振态或不同的发射时间分箱（见图 2B 和 C）。光子被发送到中间节点，并在一个

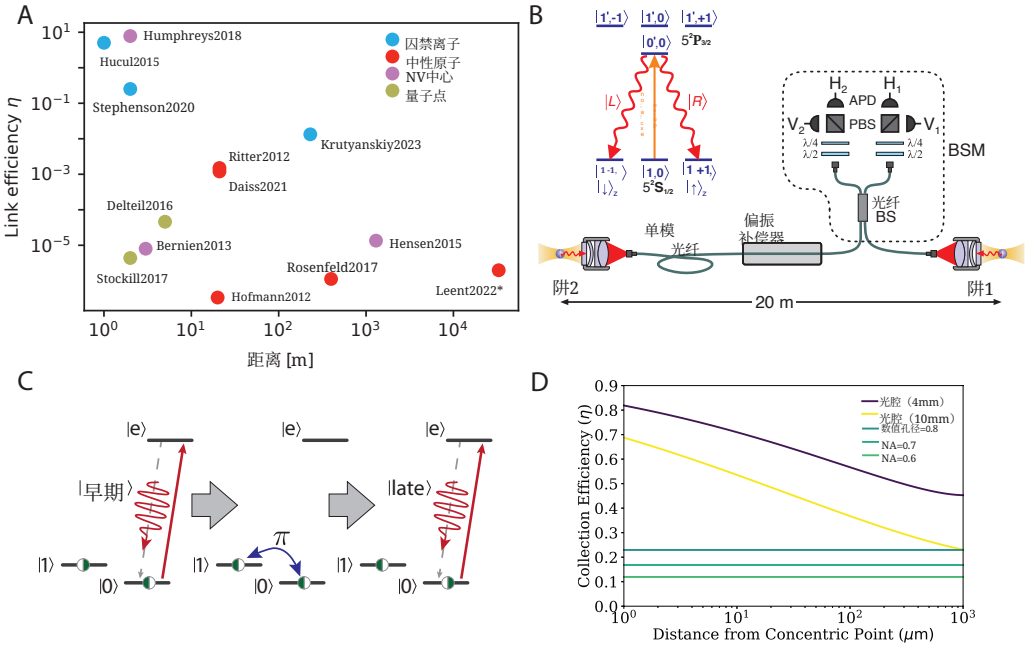

图 2：**长距离远程纠缠生成。A** 两个节点之间远程纠缠生成实验演示概述。图中展示了链路效率 η随节点间距的变化关系。 *对于Leent2022，直接距离为 400 m，另加 32 km 盘绕光纤。**B** [59] 中所用装置的示意图。在每个节点，原子量子比特都与一个偏振基中的光子纠缠（见能级图）。光子被收集到单模光纤中，并在分束器（光纤分束器）上发生干涉。对光子进行联合探测，可将纠缠交换到两个原子上，并宣告协议成功。改编自 [59]。**C** 原子量子比特也可以与时间-bin基中的光子纠缠。该协议包括制备一个量子比特叠加态，随后进行两次量子比特态选择性激发，两次激发之间间隔一个量子比特 π脉冲。**D** 使用具有不同数值孔径（NA）的显微物镜或不同长度的近共心腔时，单原子发射光子的理论收集效率 η 。改编自 [60]。

分束器上重叠。对于不可区分的光子，反对称态 $|\Psi^-\rangle = 1/\sqrt{2}(|\alpha_1\rangle|\beta_2\rangle - |\beta_1\rangle|\alpha_2\rangle)$ 会导致在分束器的两个输出端口各探测到一个光子，从而将两个原子的共同状态投影为纠缠态$|\Psi^-\rangle = 1/\sqrt{2}(|0\rangle|1\rangle - |1\rangle|0\rangle)$。与此同时，光子探测充当预示信号，表明远程纠缠生成（REG）成功，并使用户能够忽略未成功的尝试。因此，该协议能够抵御光子损失；原则上，光子损失只会影响 REG 的成功率，而不会影响纠缠态的保真度。除了在分束器输出端口出现的反对称光子态外，还有三种对称态，在这些状态下，两个光子都从同一个输出端口射出。分析相应的自由度（例如偏振）可以识别出其中一种 [59] ，它会将节点投影到对称态$|\Psi^+\rangle = 1/\sqrt{2}(|0\rangle|1\rangle + |1\rangle|0\rangle)$。另外两种光子贝尔态会产生相同的探测信号，无法进一步区分 [66]。因此，贝尔态测量（BSM）的最高可实现成功概率为 50%。图 2B 中，光纤分束器输出端口处额外设置的偏振分束器（PBS），使得能够探测这些反对称和对称贝尔态。

B. 远程纠缠生成的实验演示

纠缠交换协议已在多种不同的物理平台上实现（见图2A），包括囚禁离子 [52, 54, 55, 57], 金刚石中的NV中心 [34–36], 量子点 [67, 68] 和中性原子 [59, 69, 70]。比较这些实验性能的一种方法是将链路效率 $\eta = \gamma_{\text{ent}}/\gamma_{\text{dec}}$ 定义为品质因数，它将纠缠速率 γ_{ent} 与纠缠态的退相干率 γ_{dec} [36, 54] 联系起来（见IIE小节）。图2A概述了双节点量子网络实验，展示了 η 随网络节点间距离的变化情况。在数米的短距离下，已实现 $\eta > 1$ [36, 54], ，即生成纠缠所需的时间短于其退相干时间。随着节点间距离增加， η 因光学损耗降低纠缠速率而下降。

对于远程纠缠生成（REG）实验，已采用多种光子态编码，包括偏振 [52, 59]（图 2 B）、能量 [53], 时间-bin [35, 71] （图 2 C）和数态编码 [36, 67]。虽然基于测量的协议原则上适用于所有这些不同的

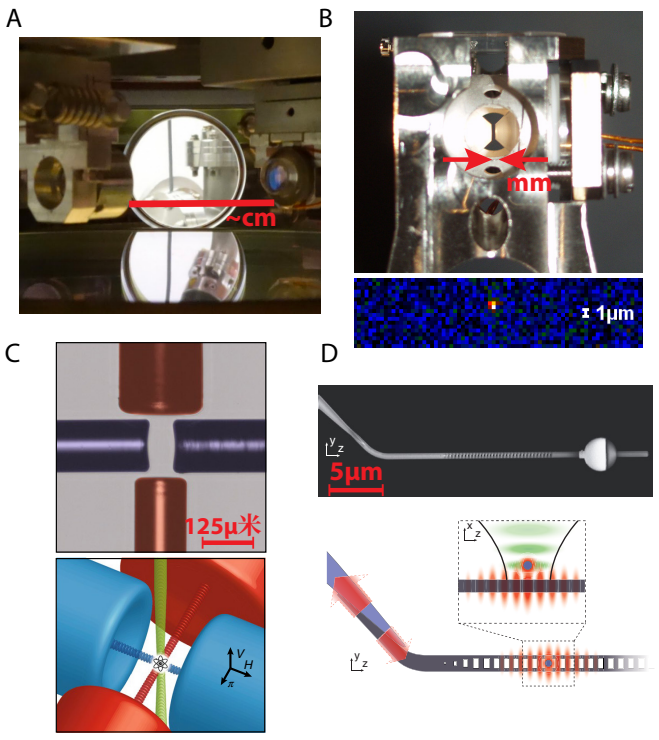

图 3：**用于提升 REG 速率的光腔架构。A** 厘米级近共心腔。改编自 [72]。**B** 毫米级法布里-珀罗腔，插图为单原子的荧光。改编自 [73]。**C** 交叉光纤腔，其光纤端面经过镀膜和成形，以提供高反射率镜。改编自 [74]。**D** 光子晶体腔将光限制在亚λ^3 体积内，其中 λ 为光的波长。将原子置于此腔模中，可实现与 $C > 1$的耦合。改编自 [75]。

在自由度方面，根据网络的具体物理实现，某些编码可能更合适。例如，事实证明，时间-bin编码能够抵抗光纤中的偏振漂移。对于数态编码，原子态与光子模式的福克态纠缠在一起 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$。只需在贝尔态测量站探测到来自任一节点的单个光子，即可将纠缠交换到原子上。对于较大的节点间距，这能带来更高的纠缠速率，但需要光学信道具备干涉稳定性 [36, 67]。

C. 中性原子的光-物质接口

单个中性原子已用于多种不同架构的量子网络演示。这些实验的主要区别在于实现光与物质界面的方法。例如，原子发射到自由空间中的光子可以通过高数值孔径光学器件收集。采用这种方法时，收集效率受到几何限制，即使使用高数值孔径显微物镜，收集效率通常也只有百分之几（典型数值孔径为~ 0.5）。例如，自由空间方法曾用于从光偶极阱中的原子收集偏振纠缠光子 [59]（见图 2 B）。原子间距为 20 m 时，该实验的纠缠速率为 9 mHz，主要受光子的收集效率限制。通过将原子耦合到光学腔，可显著提高收集效率，因为腔能增强光子向特定模式的发射（见图 2 D）。例如，使用镜间距为 0.5 mm 的法布里-珀罗光腔，已在相近的 21 m 距离上实现 30 Hz 的纠缠速率 [61]。

中性原子已与多种腔体几何结构结合使用（见图 3）。光腔尺寸范围从厘米级到几微米不等。表征单原子与腔场耦合的一个重要品质因数是协同性 $C = g^2/\kappa\gamma$，其中 g 是原子与腔模之间的耦合强度， κ是光腔的衰减率，γ 是原子的衰减率 [20]。对于 $C > 1$，原子向腔模中的发射会显著增强（珀塞尔增强），这有利于提高 REG 速率。图 3 所示的所有腔体架构均已实现较强的珀塞尔增强；原则上，它们都可用于由许多单独俘获的原子组成的量子处理单元所构成的量子网络环境。对于尺寸为毫米至厘米级的较大光腔，可以将原子阵列直接俘获在腔内（另见图 1 和图 4） [30, 76] ；而对于尺寸较小、以微米计的几何结构，原子进出腔模时的相干运动可实现与大型处理阵列的集成 [77, 78] （另见第 IIID 节）。

D. 与电信波长的接口

长距离量子网络的一大瓶颈是单光子在光纤中的损耗。为降低这种损耗，必须在电信波段（$\approx 1.25 - 1.65\ \mu$m）运行，因为该波段的衰减长度最长。在最佳波长 1550 nm 处，最先进的光纤中的衰减率为 ≈ 0.2 dB/km，对应的衰减长度约为 ≈ 22 km，也就是说，光在 50 km 长的光纤中会衰减 10 倍 [79]。然而，目前用于量子网络的所有原子跃迁波长都远短于理想的电信波长，因此衰减长度也显著更短（例如，在 780 nm 波长下，如 [59, 61] 所用，典型光纤的衰减率为 $\approx$ 4dB/km，对应的衰减长度为 $\approx$ 4km）。因此，对于长距离光纤链路，必须将发射出的光转换为电信波长。

电信波段运行的一种可行方法，是将较短波长处发射的光子转

换到电信波段。非线性光学提供了波长转换的标准方法，例如和频转换或差频转换：在强泵浦激光的作用下，发射光子的波长在非线性光学晶体内转换为电信波段波长 [80]。与标准转换应用相比，现在必须确保光子量子比特的两个基态都得到转换。例如，由于 $\chi^{(2)}$非线性晶体的双折射，这一过程只适用于一种偏振，因此需要并行且相干地运行两个转换过程 [81]。在这方面，萨格纳克型装置尤其有用：在输入端使用偏振分束器后，两种偏振会沿相反方向传播 [82]。周期性极化晶体可实现超过 50% 的总转换效率 [83]。通过窄带滤波降低拉曼背景后，研究人员得以观测到经过 20 km 光纤传输后原子态与光子偏振之间的纠缠 [83]，并在由 33 km 光纤隔开的两个原子之间实现远程纠缠生成 [70]。

在 IVA 节中，我们将介绍一些替代方案，使原子能够直接在电信波段运行。

E. 朝链路效率 $>$ 1迈进

随着节点之间的纠缠在更长时间内可用，量子网络的功能也会随之提升。准确反映这种可用性的品质因数是链路效率 $\eta = \gamma_{\rm ent}/\gamma_{\rm dec}$，其中 $\gamma_{\rm ent}$ 是两个节点之间的纠缠速率，$\gamma_{\rm dec}$ 是纠缠态 [36, 54]的退相干率。链路效率 η 大于一，意味着建立纠缠的速度快于共享量子态的退相干速度。这是一项极具挑战性的任务，尤其对于长距离网络而言。囚禁离子 [54] 和金刚石中的氮空位中心 [36]已实现大于一的 η；不过，距离仅限于米级的短距离。

上述远程纠缠生成协议旨在应对有限收集效率和较长光纤链路导致的高光子损失。然而，由于每次尝试的成功概率较低且尝试速率有限，远程纠缠生成的成功率不可避免地会很低。

对于较长的光纤链路，后者由双向通信时间决定；该时间 $t_{\rm comm}$ 是将纠缠光子发送至贝尔态测量站，并将经典 heralding 信号送回节点所必需的时间。例如，若中继站之间的光纤长度为 L km，且贝尔态测量在两站中点进行，则双向通信时间为 $t_{\rm comm} = L \times 5\mu s$（假设光在光纤中的速度约为 $2 \times 10^8\, m/s$）。因此，激发事件的最大重复频率为 $\gamma = 1/t_{\rm comm}$，即对于长度为 $L = 20$km的光纤，尝试之间的最短间隔为 $t_{\rm comm} = 100\,\mu$s，最大尝试频率仅为 $\gamma = 10$kHz。此外，对于具有许多中继站且成功概率小于 1 的网络，无法同时连接所有链路。因此，在其他远程纠缠生成尝试进行期间，必须以相干方式存储部分共享纠缠，这就要求退相干率 $\gamma_{\rm dec}$进一步降低。

为了最大化每次尝试的成功概率，我们必须最大化光子收集效率。因此，如上所述，将原子置于光学腔中并在最佳波长下运行以最大限度地延长光纤中的衰减长度（另见第 IV 节），这些措施至关重要。此外，还必须通过在每个节点使用多个原子，大幅提高远距离节点之间的纠缠速率（见下一节）。无需等待每次尝试的双向通信，在 $t_{\rm comm}$ 期间以突发方式多路复用远程纠缠生成，将能够实现 $\eta > 1$。

III. 多量子比特节点与处理

在利用单个原子作为网络节点取得进展的同时，将单个原子用作量子处理器和模拟器的构件也取得了重大进展 [85, 86]。推动这些发展的关键技术是光镊阵列，它们用于以任意几何构型组装原子量子比特阵列，其中包含数百个单原子 [29, 87]。迄今为止，所有使用中性原子的远程纠缠生成演示都只在每个节点使用一个原子，但要实现第 I 节所强调的预期联网操作，每个节点需要许多量子比特。例如，这包括在量子中继器处利用局域确定性操作进行纠缠交换的协议，或用于分布式量子计算、彼此互连的大规模量子处理单元。增加每个节点原子数的第一步见参考文献 [88]，该研究在单个节点中使用两个原子来分发纠缠光子。

本节将简要回顾原子阵列量子处理单元的研究进展，并讨论将此类阵列与用于远程纠缠生成的光学接口相结合的前景。表 I 概述了中性原子在量子信息处理和量子网络演示方面已实现的关键指标。

A. 原子量子比特阵列

一种紧密聚焦的激光束称为光镊，其波长远离共振，并相对于原子的光学跃迁红失谐，从而产生俘获势 [97]。在 $\sim 1\,\mu$m 的焦点处，光辅助碰撞会导致二体损失，因此每个光镊中只会俘获一个原子，或不俘获原子，形成概率性装载过程 [98]。利用光束整形或光束转向技术，可以创建由数百个光镊组成的大型阵列，

Processing capabilities	量子比特数量	>200 [29, 87]
	寿命 T_1	>分钟
	相干性 T_2	40 秒 [22]
	门时间	$<\mu$ 秒，用于单量子比特和双量子比特
	读出速度	∼1-10 毫秒（自由空间）， ∼10-100 μ 秒（光腔）
	电路中途读出	双物种 [31], 基于腔的 [89]
	单量子比特门	∼99.96%（全局）， >99.6%（选择性） [23, 90, 91]
	双量子比特门	96-99% [26, 28]
	三量子比特门	>87% [26]
Network capabilities	原子-原子远程纠缠生成 $\mathcal{F}$	89% [92], 98.7%（后选择） [61]
	原子-原子 REG 速率	30 mHz（400 m） [69], 30 Hz（21 m） [61]
	电信波段运行	转换 [70], 直接* [17–19]
	腔体集成	纳米光子： $C \sim 70$ [93], 光纤： $C > 200$ [94], 法布里-珀罗 (∼mm)： $C = 7.7$ [63], 近同心： $C \sim 5$ [30, 95]
	离子-离子 REG $\mathcal{F}$	96% [96]
	离子-离子 REG 速率	182 Hz（2 m） [55], 0.43 Hz（230 m） [57]

表 I：原子量子比特阵列处理和量子网络的关键特性与性能指标。为便于比较，表中还列出了囚禁离子的 REG 速率和保真度。星号表示提案。此外，还列出了离子—离子纠缠的速率和保真度，以供参考。

使用空间光调制器（SLM）、数字微镜器件（DMD）或声光偏转器（AOD）。然而，由于装载具有概率性，原子阵列的装载率通常约为 $50-60\%$。2016年，三个研究团队展示了一种重排协议：通过移动随机装载的铷原子，形成无缺陷原子阵列 [99–101]。此后，研究人员已利用这种方法创建了包含数百个原子的原子阵列，构成任意二维几何结构 [29, 87]；也创建了原子数较少、具有三维几何结构的阵列 [102]。此外，光镊技术已拓展至碱土原子，例如锶和镱 [103–105], ，以及单个分子 [106]。这些阵列构成了量子模拟器 [86], 、量子处理器 [85], 和光学原子钟 [21, 107, 108], 的基础；我们还设想将它们用作量子网络架构中的量子处理单元。

B. 门操作与相干性

原子阵列中的长寿命量子比特态可以方便地用自旋态来定义，例如碱金属原子中的超精细态 [90, 91] 或碱土原子中的核自旋态 [22–24]。这些态的相干时间可达数十秒 [22, 109], ，比典型的门操作时间（$\sim \mu$s）长六个数量级以上。单量子比特操作可以通过微波或拉曼操控来实现；对阵列中所有原子进行全局控制时，门保真度最高可达 99.96% [23] ，而对阵列中的单原子进行位点选择性控制时，门保真度可达>99.6% [90, 91]。

光学腔中两个原子之间的光子介导纠缠协议已得到实现 [77, 110–113], ，但受到自发辐射和腔损耗的限制。因此，双量子比特门通常依靠原子之间的直接相互作用来实现。在相距数微米时，处于基态的原子之间的相互作用完全可以忽略。然而，将原子耦合到高激发态——里德堡态——会产生强相互作用，可用于实现高保真度双量子比特门操作 [25, 114]。这些操作的保真度超过 97% [26, 27] ，而两个锶原子之间纠缠操作的演示保真度则超过 99% [28]。

目前，单量子比特门和双量子比特门已用于在原子阵列上执行量子算法 [78, 115]。将此类处理阵列与光子链路集成，将极大拓展量子网络的应用机会。

C. 量子比特测量

原子量子比特态通常通过态依赖损失与原子荧光探测相结合来测量。在这里，一束强共振“推送光束”与某一量子比特态的循环跃迁共振、但与另一态不共振，它会将处于共振态的原子推出，而处于非共振态的原子则仍被囚禁。随后对原子进行荧光成像，可以揭示哪些原子已经流失，因此能够推断推送光束作用前的量子比特态。虽然这种探测技术可以达到很高的保真度，但其破坏性很强，基本上意味着协议的终止。

通过执行态依赖荧光，研究人员已实现无损态探测。关键在于，这需要较高的光子收集效率，以便在原子流失或量子比特态意外改变之前收集到足够的信号。使用高数值孔径透镜或显微物镜，已实现 >99%的探测保真度，同时原子存活概率为 >98% [116–118]。

尽管如此，对于许多量子信息和网络协议而言，这种测量技术仍然不够用，因为阵列中的所有原子都要同时测量，而且测量时间通常长于相干时间。回看图 1C 可以发现，理想的测量需要具备原子选择性，同时不应使未被测量的原子退相干。这种“电路中途测量”颇具挑战，因为荧光光束通常会激发整个阵列，并使所有

原子。

近期已有几种方法被提出，可在不影响其余原子相干性的情况下测量选定的原子。第一种技术将读出腔与原子的相干运动结合起来。待测原子会被移入提供读出区的光腔中。在该区域内，原子的腔增强荧光可揭示其量子比特态，而不会影响光腔外的原子 [89]。另一种方法是让光腔的共振频率取决于原子态，这样，光从光腔反射后便能提供有关原子态的信息 [119–121]。

第二种技术使用双物种原子阵列，例如由单个铷原子和单个铯原子组成的阵列。由于两种原子种类之间存在较大的频率差异，因此可以在不影响另一种原子相干性的情况下读出其中一种原子 [31]。随后，辅助量子比特的读出可用于基于测量的协议，例如纠错或纠缠蒸馏。最后，第三种技术利用搁置态，使原子能够被选择性地“隐藏”，不受读出光影响 [122, 123]。这种技术已常规用于囚禁离子 [124, 125], ，或许尤其适用于具有长寿命光学激发态的碱土原子；不过，近期也已在铯原子中得到验证 [32]。

D. 将原子阵列与光学接口集成

将原子处理阵列与光子接口结合，有多种颇具前景的策略。图 4A 展示了一种架构：使用近共心、厘米级的光学腔，可将一组原子捕获在腔的中心。此类光腔已实现 $C > 1$ 的合作参数 [30, 95]。如上所述，为避免光腔持续与所有原子耦合，可以将选定原子暂时转移到与腔模失谐的状态 [122, 123] ；也可以采用双原子种类架构，使两种原子的光学频率彼此不同，光腔仅与其中一种原子共振 [60]（图 4）。一种原子充当通信量子比特，用于在远距离节点之间分发纠缠；另一种则充当数据量子比特，用于进一步存储和处理量子信息。图 4B 展示了由铯原子和铷原子组成的单原子阵列的荧光图像，其中有 512 个捕获位点。由于两种原子的频率差异较大 [31, 126]，这些位点可以独立控制和测量。通信量子比特与数据量子比特之间的双量子比特操作可通过里德堡门实现（图 4D），从而将远距离节点间的纠缠转移到数据量子比特上，用于后续处理。

另一种集成策略是将通信量子比特移入和移出光腔耦合区域。值得注意的是，在这一移动过程中，原子的相干性仍能保持；近期实验已证明，这种方式与纳米光子晶体腔 [77] 和法布里-珀罗腔´ [30]兼容。随后，可将处理阵列布置在远离光腔的位置，这还有助于避免光腔结构上的表面电荷产生的杂散电场对里德堡门造成不利影响。近期一项实验在距纳米光子晶体腔 $\sim 100\,\mu$m 处的两个原子之间实现了纠缠操作，证明了这一方法的可行性 [127]

IV. 后续步骤

我们认为，利用单个中性原子阵列开展量子网络研究的条件已日趋成熟，未来将出现多项突破性进展，既能提高网络的 REG 速率，也能提升网络的复杂性。下文将重点介绍这些目前在实验上已具备实现条件的后续突破方向。

A. 直接电信波段操作

人们越来越关注利用合适的原子种类和跃迁，直接在电信波长波段进行 REG [17–19]。下面介绍两种前景良好的方案。

短寿命激发态之间的强电信波段跃迁可用于多光子过程，从而减少 REG 协议期间不必要的发射。图 5A 和 5B 分别展示了铷和铯的两个实例。图 5A 展示了参考文献 [17] 中提出的一种偏振编码方案：电信光子（红色跃迁，波长为 1475 nm，衰减为 0.24 dB/km）的偏振与 $F = 2$ 超精细基态的塞曼态纠缠。另一个发射出的光子（蓝色跃迁）在两种情况下均具有相同的偏振，可由第二个光学腔模收集（见图 3B），并作为远程纠缠生成预示过程的一部分进行探测。图 5B 展示了参考文献 [19] 中提出的一种时间-bin 编码方案，其能级结构类似。四能级菱形过程通过精细调节时间脉冲控制，使光子以最小损耗从短寿命中间态发射到腔模中。该过程使原子最终保持在其初始态，如上文所述。类似方案已广泛用于原子和类原子系统的微波-光学转换 [129, 130]。

无需依赖这些利用短寿命激发态之间跃迁的较为先进的方案，在少数情况下，或许可以从长寿命亚稳激发态中找到合适的跃迁。在

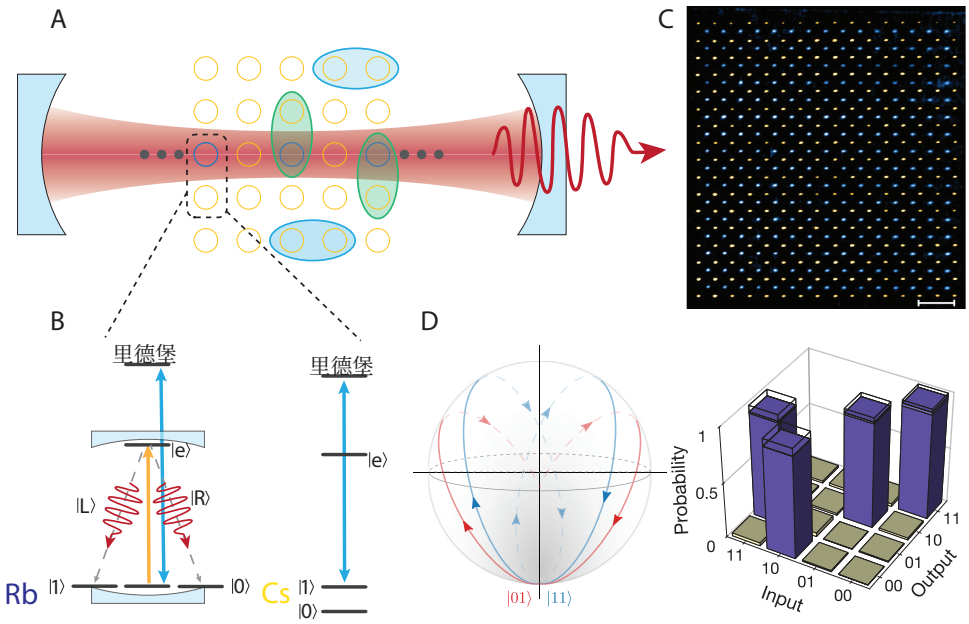

图 4：**将光子链路与处理阵列集成。A** 将原子阵列置于宏观、近共焦的光学腔中。蓝色圆圈表示与光学腔耦合、具有光学共振的通信量子比特。黄色圆圈表示不与光学腔耦合的另一种原子种类的数据量子比特。绿色椭圆表示由里德堡相互作用实现的跨种原子双量子比特门，用于将纠缠从通信量子比特转移到数据量子比特。蓝色椭圆表示作用于数据量子比特的同种原子双量子比特门。**B** 相关能级结构。图中显示了作为量子比特态的长寿命超精细态、用于 $|e\rangle$ 远程纠缠生成和读出的第一激发态，以及用于相互作用的高激发里德堡态。采用双原子种类架构，例如由铷（Rb）和铯（Cs）组成的架构，可利用两种原子之间较大的频率间隔，实现对这些态的独立控制。**C** 双原子种类阵列的平均荧光图像。比例尺表示 $20\,\mu$m。改编自 [126]。**D** 基于里德堡相互作用的双量子比特门。在 Levine 等人的量子门协议中， [26] 选择特定的失谐量和里德堡激发相位，会使输入态在布洛赫球上经历不同的闭环演化。这可用于实现受控相位门，再结合单量子比特操控即可生成贝尔态。改编自 [23, 26]。

特别是，中性镱（Yb）——它类似碱土金属，意味着它有两个价电子——从其长寿命亚稳态“钟态”出发，在 1389 nm 处有一个强跃迁（$\Gamma/2\pi = 320$ kHz）（衰减为~0.35 dB/km）。钟态的寿命为 ≈ 20 秒，核自旋自由度（$I = 1/2$对 ^{171}Yb而言）可用作量子比特。图 5C 展示了参考文献 [18] 中的一种时间-bin编码方案，其运作方式基本上类似于二能级系统。该方案要求每次尝试都在“钟态”中进行初始化，这会带来一定的复杂性开销，但可通过预期能够直接驱动光镊囚禁原子的“钟跃迁” [24, 122] ，或通过非相干泵浦 [28]，快速完成初始化（$\gtrsim 200$ kHz）。核自旋旋转可通过快速拉曼脉冲（$\Omega/2\pi \approx 1$ MHz） [24]来实现。目前，人们对利用这种亚稳态核自旋量子比特进行量子计算和计量学 [23, 24, 122, 123], 抱有浓厚兴趣，而将其拓展到网络应用也十分自然。

B. 原子阵列节点的复用网络

原子阵列为网络化提供了更多可能，而不仅仅是接入大量数据量子比特。每个节点上的通信量子比特阵列及其独立控制，可用于提高链路上的远程纠缠生成速率，并增加每条链路所能生成的纠缠对数量。下面我们讨论这两种可能性。请注意，Fabry-P´erot 腔与纳米光子腔的最优方案可能有所不同。

1. *Enhanced REG rates*

远距离量子联网受困于成功概率低，以及预示成功的延迟高。如第 IIE 节所述，长链路的 REG 速率几乎完全受通信时间尺度限制，而通信时间尺度由光速决定。因此，一个关键目标是提高每次尝试的成功率；一种实现方法是在每个节点利用多个原子并行尝试生成纠缠。这一主题衍生出了许多不同的

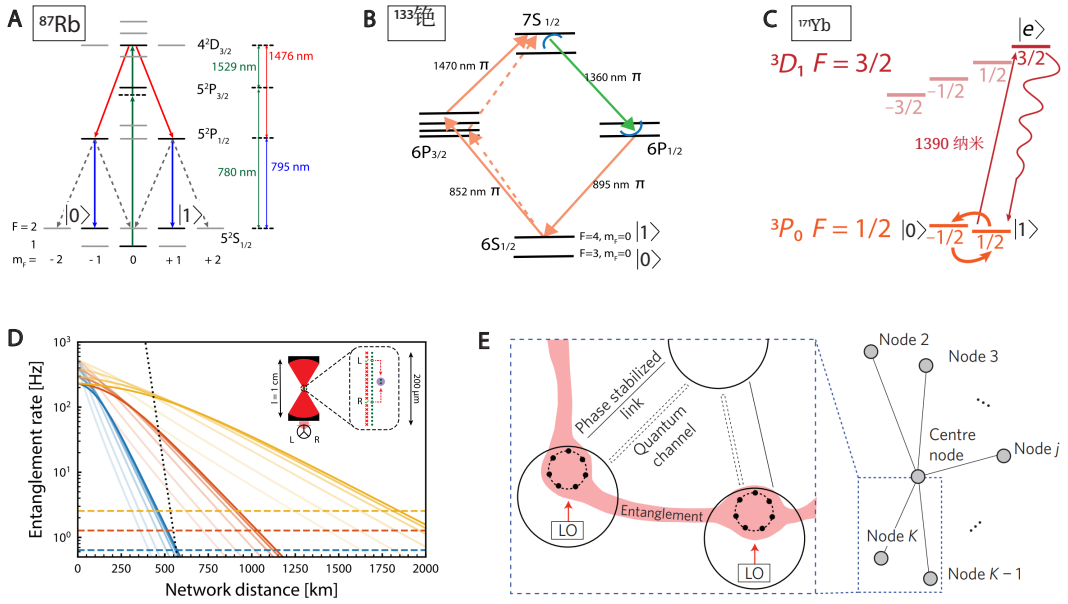

图 5：**中性原子阵列量子网络的新机遇**。**A**在铷中使用多能级协议进行电信波段偏振编码。改编自 [17]。**B** 在铯中使用多能级协议进行电信波段时间-bin编码。改编自 [19]。**C** 在 ^{171}Yb 的长寿命亚稳态中使用两能级协议进行电信波段时间-bin编码。改编自 [18]。**D** 具有三个（蓝色）、七个（橙色）和 15 个（黄色）中继站的网络中的纠缠率。不透明度表示复用协议中使用的原子数量（$N = 200$ 完全不透明）。插图展示了实现复用协议的构想。改编自 [128]。**E** 原子钟量子网络。在节点内部以及节点之间分发纠缠。还需要稳定本地振荡器的相位。改编自 [6]。

复用方案，它们基于多种自由度：偏振 [131]，频率 [132, 133]，和时间 [134]。原子阵列天然适合时分复用，即在两个节点之间协调，以先后顺序选择性地对每个原子执行原子-光子纠缠协议。文献 [128],详细研究了这类协议，并表明，对包含 $N \approx 200$ 个原子的阵列进行复用所需的时间仍可短于 t_{comm}，即通过长链路（$L \gtrsim 40$ km）通信的延迟。在此工作区间内，每次尝试的成功概率基本随 N线性增长。对于大得多的 N，逐个原子执行 REG 操作所需的时间会变得难以承受。预示过程会记录哪些原子成功生成了贝尔对，之后可根据后续操作的需要重新定位这些原子（见图 5D 插图）。图 5D 展示了预期的结果：采用多个中间量子中继器时，即使距离达到约 1000 km [128]，链路效率仍可超过 1（以水平虚线标示）。

2. Distributing multiple entangled pairs

上述复用协议还可在各链路上生成多个贝尔对。正如第 I 节所述，每条链路上至少需要两个贝尔对用于纠缠纯化 [12–14]（见图 1C）；随着连接的链路逐渐增多，保真度会随之下降，因此纠缠纯化必不可少。此外，多个贝尔对还可用于更高级的功能，例如容错网络和分布式计算。复用可以在城域尺度的链路上生成大量贝尔对，并达到较高的速率 [128]。有了五个或更多贝尔对，就可以实现表面码等容错协议 [135]，其稳定子跨越网络链路 [136–138]。

V. 未来应用展望

先进的长距离网络为信息处理及其他领域带来了令人振奋的新机遇。展望未来，我们将重点介绍其中的一些机遇，其中许多都利用了中性原子阵列的独特性质。

A. 高效量子通信

量子中继协议能够以仅随用户间距离呈多项式增长的资源共享纠缠。这与当前最先进的基于光纤的量子密钥分发（QKD）形成鲜明对比；在后者中，可实现的

密钥率必然随距离呈指数下降。因此，这些系统必须依赖所谓的可信节点：相距通常为 70-100 km 的链路通过高密钥率连接起来，并将这些节点上的经典密钥组合起来，从而在末端节点之间生成新密钥 [4]。然而，只要攻击单个可信节点，就足以获知链路上的最终密钥。相比之下，未来量子网络中的共享纠缠可在任意距离上提供最高级别的保密性。此外，由于量子处理单元（QPUs）中的原子态能够以实际上为单位的探测效率进行测量，因此可以执行完全设备无关量子密钥分发，从而实现终极安全性，不仅能够抵御对量子信道的攻击，还能抵御窃听者对设备的错位和操纵 [139]。

在量子网络中，纠缠不仅可以在双方之间分发，也可以在多方之间分发，从而使网络中的各方能够共享任意多方纠缠态。例如，这使得多方之间能够生成安全密钥 [140–142] ，进而为多方之间的秘密共享或会议协商奠定基础 [143]。此外，这还使得更高效的新方案，或仅凭经典通信甚至无法实现的方案成为可能，例如调度（或拜占庭）协商 [144–146]。

B. 分布式与盲量子计算

每个节点都配备量子处理单元、且每条链路上共享许多贝尔对的多节点网络，能够实现分布式量子计算协议。人们认为，用于量子计算的模块化架构 [58]或可提升量子处理单元扩展至容错操作 [15, 16, 135] 所需规模的前景，从而能够解决与社会相关的问题。每个节点配备有 $N \approx 100 - 1000$ 原子的中等规模量子处理单元可以“连接”起来，形成一台由各节点分担计算任务的“量子超级计算机”。这种架构还能够实现“盲”计算 [147, 148] 操作：用户无需依靠用户与计算机之间的经典信息传输，即可访问远程量子计算机；而基于云的量子计算方案则需要这种传输。不可克隆定理 [8, 149] 保证，如果仅通过量子信道（例如量子网络所提供的信道）访问远程量子计算机，就不可能发生窃听和黑客攻击。

至关重要的是，研究已表明，节点间链路的保真度要求并不像节点内部操作的要求那么严格 [5, 136, 137, 150]。表 I 显示，当前最先进的实验与这些要求十分契合：目前创纪录的 REG 保真度已达到 ≈ 0.90，而确定性的局域纠缠保真度为 ≈ 0.99。研究已表明，容错操作或许能够将相关错误率控制在以下水平阈值以内：节点内部（主体）的错误率为 $\sim 1\%$，节点之间（接口）的错误率为 $\sim 10\%$ [136, 137, 150]。这些结果表明，结合现有能力，经过纠错的模块化设备有望实现容错扩展。

C. 联网时钟与传感器

超越信息处理的先进量子网络还蕴含着诸多机遇，包括单光子天文学 [151]，量子基础研究 [35],传感 [152]，，甚至计时 [6]。基于碱土（金属类）原子系综的光学原子钟已达到创纪录的精度 [153] ，如今在一秒的平均时间下，其精度已接近10^{-19} 。此类时钟组成的量子网络 [6, 56, 154] 有望提供一种分布式时间标准，通过量子纠缠提高精度 [155–157]，并借助不可克隆定理保障安全 [8, 149]。最近，由单离子钟构成的双节点量子网络已实现 [56], ；我们期待未来能构建由多个原子阵列光学钟节点组成的时钟网络 [21, 107, 108, 158]。除计时之外，光学原子钟也已成为精密的量子传感器，如今能够在毫米距离尺度上探测引力红移 [159–161]。我们设想的网络为分布式传感带来了令人振奋的机遇，有望助力搜寻暗物质 [162–164], 、引力波 [165],及其他基础物理现象。

VI. 总结

在本文中，我们回顾了基于高效光-物质接口、利用单个中性原子实现量子联网的快速进展，以及通过中性原子阵列中的里德堡介导相互作用实现量子计算的进展。目前，人们正在设计和构建新型系统，力求将近期的多项进展整合到单一装置中。这些研究领域的交汇，使开发由先进量子处理器构成的节点、进而构建长距离网络变得更加可行。我们期待未来数年乃至数十年间朝这一愿景迈进的激动人心的进展。我们相信，中性原子处理节点将在这一未来发挥重要作用，并可能依托不同的硬件平台，发挥各自的独特优势。

致谢

我们感谢 Andreas Reiserer 和 Johannes Borregaard 对稿件进行了认真审阅。JPC 和 HB 感谢美国国家科学基金会混合量子架构与网络量子信息科学研究中心（NSF资助编号 2016136）以及美国能源部科学办公室、国家.....提供的资助。

量子信息科学研究中心。JPC 感谢美国国家科学基金会物理学部（NSF资助编号2112663）、美国国家科学基金会量子互连挑战计划（旨在推动量子系统的变革性进展，NSF资助编号2137642）以及海军研究办公室青年研究员计划（ONR资助编号N00014-22-1-2311）提供的资助。HB 感谢海军研究办公室（资助编号N00014-20-1-2510）和美国国家科学基金会量子……提供的资助。

量子系统变革性进展互连挑战（NSF 项目编号2138068）。HW 感谢德国联邦教育与研究部 [Bundesministerium f¨ur Bil- dung und Forschung (BMBF)]通过 QR.X 项目（16KISQ002）提供资助。

[1] J. I. Cirac、P. Zoller、H. J. Kimble 和 H. Mabuchi，《物理评论快报》78，3221（1997）。[2] S. Wehner、D. Elkouss 和 R. Hanson，《科学》362，eaam9288（2018）。[3] H. J. Kimble，《自然》453，1023（2008）。[4] S. Pirandola *et al.*，《Adv. Opt. Photonics》12，1012（2020）。[5] L. Jiang、J. M. Taylor、A. S. Sørensen 和 M. D. Lukin，Phys. Rev. A 76，062323（2007）。[6] P. K´om´ar *et al.*，《自然·物理》10，582（2014）。[7] D. Gottesman、T. Jennewein 和 S. Croke，《物理评论快报》109，070503（2012）。[8] W. K. Wootters 和 W. H. Zurek，《自然》299，802（1982）。[9] H.-J. Briegel、W. D¨ur、J. I. Cirac 和 P. Zoller，《物理评论快报》81，5932（1998）。[10] M. Zukowski、A. Zeilinger、M. A. Horne 和 A. K. Ek- ert，《物理评论快报》71，4287（1993）。[11] M. Pompili *et al.*，《科学》372，259（2021）。[12] C. H. Bennett *et al.*，《物理评论快报》76，722（1996）。[13] W. D¨ur 和 H.-J. Briegel，《物理评论快报》90，067901（2003）。[14] N. Kalb *et al.*，《科学》356，928（2017）。[15] E. Knill，《科学》279，342（1998）。[16] E. Knill，《自然》434，39（2005）。[17] M. Uphoff、M. Brekenfeld、G. Rempe 和 S. Ritter，Appl. Phys. B 122，46（2016）。[18] J. P. Covey *et al.*，Phys. Rev. Appl. 11，034044（2019）。[19] S. G. Menon、K. Singh、J. Borregaard 和 H. Bernien，New J. Phys. 22，073033（2020）。[20] A. Reiserer 和 G. Rempe，Rev. Mod. Phys. 87，1379（2015）。[21] A. W. Young *et al.*，《自然》588，408（2020）。[22] K. Barnes *et al.*，《自然·通讯》13，2779（2022）。[23] S. Ma *et al.*，《物理评论X》12，021028（2022）。[24] A. Jenkins、J. W. Lis、A. Senoo、W. F. McGrew 和 A. M. Kaufman，《物理评论X》12，021027（2022）。[25] M. Saffman、T. G. Walker 和 K. Mølmer，Rev. Mod. Phys. 82，2313（2010）。[26] H. Levine *et al.*，《物理评论快报》123，170503（2019）。[27] T. M. Graham *et al.*，《物理评论快报》123，230501（2019）。[28] I. S. Madjarov *et al.*，《自然·物理》16，857（2020）。[29] S. Ebadi *et al.*，《自然》595，227（2021）。[30] E. Deist *et al.*，《物理评论快报》129，203602（2022）。[31] K. Singh *et al.*，arXiv 预印本 2208.11716（2022）。[32] T. M. Graham *et al.*，arXiv 预印本 2303.10051（2023）。[33] D. D. Awschalom、R. Hanson、J. Wrachtrup 和 B. B. Zhou，Nat. Photonics 12，516（2018）。[34] H. Bernien *et al.*，《自然》497，86（2013）。[35] B. Hensen *et al.*，《自然》526，682（2015年）。[36] P. C. Humphreys *et al.*，《自然》558，268（2018年）。[37] A. Sipahigil *et al.*，《科学》354，847（2016年）。[38] C. Bradac、W. Gao、J. Forneris、M. E. Trusheim 和 I. Aharonovich，《自然·通讯》10，5625（2019年）。[39] M. K. Bhaskar *et al.*，《自然》580，60（2020年）。[40] M. Raha *et al.*，《自然·通讯》11，1605（2020年）。[41] J. M. Elzerman *et al.*，《自然》430，431（2004年）。[42] R. Hanson、L. P. Kouwenhoven、J. R. Petta、S. Tarucha 和 L. M. K. Vandersypen，Rev. Mod. Phys. 79，1217（2007年）。[43] R. Hanson 和 D. D. Awschalom，《自然》453，1043（2008年）。[44] T. Zhong *et al.*，《科学》357，1392（2017年）。[45] A. M. Dibos、M. Raha、C. M. Phenicie 和 J. D. Thompson，《物理评论快报》120，243601（2018年）。[46] T. Zhong 和 P. Goldner，《纳米光子学》8，2003（2019年）。[47] S. Chen、M. Raha、C. M. Phenicie、S. Ourari 和 J. D. Thompson，《科学》370，592（2020年）。[48] J. M. Kindem *et al.*，《自然》580，201（2020年）。[49] I. Craiciu、M. Lei、J. Rochman、J. G. Bartholomew 和 A. Faraon，《Optica》8，114（2021年）。[50] A. Ulanowski、B. Merkel 和 A. Reiserer，Sci. Adv. 8（2022年）。[51] M. T. Uysal *et al.*，《PRX量子》4，010323（2023年）。[52] D. L. Moehring *et al.*，《自然》449，68（2007年）。[53] S. Olmschenk *et al.*，《科学》323，486（2009年）。[54] D. Hucul *et al.*，《自然·物理》11，37（2015年）。[55] L. J. Stephenson *et al.*，Phys. Rev. Lett. 124，110501（2020年）。[56] B. C. Nichol *et al.*，《自然》609，689（2022年）。[57] V. Krutyanskiy *et al.*，《物理评论快报》130，050803（2023年）。[58] C. Monroe *et al.*，Phys. Rev. A 89，022317（2014年）。[59] J. Hofmann *et al.*，《科学》337，72（2012年）。[60] C. B. Young *et al.*，《应用物理B辑》128，151（2022年）。[61] S. Ritter *et al.*，《自然》484，195（2012年）。[62] S. Welte *et al.*，《自然·光子学》15，504（2021年）。[63] S. Daiss *et al.*，《科学》371，614（2021年）。[64] C. Cabrillo、J. I. Cirac、P. Garc´ía-Fern´andez 和 P. Zoller，Phys. Rev. A 59，1025（1999年）。[65] S. D. Barrett 和 P. Kok，Phys. Rev. A 71，060310（2005年）。[66] J. Calsamiglia 和 N. L¨utkenhaus，《应用物理B辑》72，67（2001年）。[67] R. Stockill *et al.*，Phys. Rev. Lett. 119，010503（2017年）。[68] A. Delteil *et al.*，《自然·物理》12，218（2016年）。[69] W. Rosenfeld *et al.*，《物理评论快报》119，010402（2017年）。[70] T. v. Leent *et al.*，《自然》607，69（2022年）。

[71] H. Bernien *et al.*, 《自然》551，579（2017年）。[72] E. J. Davis, *Engineering and imaging nonlocal spin dynamics in an optical cavity* 2020 ，博士论文，。[73] B. Hacker, *Two-Photon Gate and Creation of Optical Cat States using One Atom in a Cavity*，博士论文，2019年。[74] M. Brekenfeld、D. Niemietz、J. D. Christesen 和 G. Rempe, 《自然·物理》16，647（2020年）。[75] T. G. Tiecke *et al.*, 《自然》508，241（2014年）。[76] A. Periwal *et al.*, 《自然》600，630（2021年）。[77] T. Dordevi´ć *et al.*, 《科学》373，1511（2021年）。[78] D. Bluvstein *et al.*, 《自然》604，451（2022年）。[79] 康宁 SMF-28 Ultra 光纤，https://www.corning.com/。[80] *Nonlinear Optics*（John Wiley & Sons, Ltd，1991年），第19章，第737–798页。[81] M. Bock *et al.*, 《自然·通讯》9，1998（2018年）。[82] R. Ikuta *et al.*, 《自然·通讯》9，1997（2018年）。[83] T. v. Leent *et al.*, 《物理评论快报》124，010510（2020年）。[84] A. Reiserer, 《现代物理评论》94，041003（2022年）。[85] M. Morgado 和 S. Whitlock，AVS Quantum Sci. 3，023501（2021年）。[86] A. Browaeys 和 T. Lahaye, 《自然·物理》16，132（2020年）。[87] P. Scholl *et al.*, 《自然》595，233（2021年）。[88] S. Langenfeld、P. Thomas、O. Morin 和 G. Rempe，Phys. Rev. Lett. 126，230506（2021年）。[89] E. Deist *et al.*, 《物理评论快报》129，203602（2022年）。[90] T. Xia *et al.*, 《物理评论快报》114，100503（2015年）。[91] Y. Wang、A. Kumar、T.-Y. Wu 和 D. S. Weiss, 《科学》352，1562（2016年）。[92] W. Zhang *et al.*, 《自然》607，687（2022年）。[93] P. Samutpraphoot *et al.*, 《物理评论快报》124，063602（2020年）。[94] G. Barontini、L. Hohmann、F. Haas、J. Est`ève 和 J. Reichel, 《科学》349，1317（2015年）。[95] E. J. Davis、G. Bentsen、L. Homeier、T. Li 和 M. H. Schleier-Smith，Phys. Rev. Lett. 122，010405（2019年）。[96] D. P. Nadlinger *et al.*, 《自然》607，682（2022年）。[97] R. Grimm、M. Weidem¨uller 和 Y. B. Ovchinnikov, 《原子、分子与光学物理进展》42，95（2000年）。[98] N. Schlosser、G. Reymond、I. Protsenko 和 P. Grang- ier, 《自然》411，1024（2001年）。[99] M. Endres *et al.*, 《科学》354，1024（2016年）。[100] D. Barredo、S. de L´es´eleuc、V. Lienhard、T. Lahaye 和 A. Browaeys, 《科学》354，1021（2016年）。[101] H. Kim *et al.*, 《自然·通讯》7，13317（2016年）。[102] D. Barredo、V. Lienhard、S. de L´es´eleuc、T. Lahaye 和 A. Browaeys, 《自然》561，79（2018年）。[103] A. Cooper *et al.*, 《物理评论X》8，041055（2018年）。[104] M. A. Norcia、A. W. Young 和 A. M. Kaufman, 《物理评论X》8，041054（2018年）。[105] S. Saskin、J. T. Wilson、B. Grinkemeyer 和 J. D. Thompson，Phys. Rev. Lett. 122，143002（2019年）。[106] L. Anderegg *et al.*, 《科学》365，1156（2019年）。[107] I. S. Madjarov *et al.*, Phys. Rev. X 9，041052（2019年）。[108] M. A. Norcia *et al.*, 《科学》366，93（2019年）。[109] Y. Wang、X. Zhang、T. A. Corcovilos、A. Kumar 和 D. S. Weiss, 《物理评论快报》115，043003（2015年）。[110] T. Pellizzari, S. A. Gardiner, J. I. Cirac, and P. Zoller, Phys. Rev. Lett. 75, 3788 (1995). [111] A. S. Sørensen and K. Mølmer, Phys. Rev. Lett. 90, 127903 2003( ). [112] S. Welte, B. Hacker, S. Daiss, S. Ritter, and G. Rempe, Phys. Rev. Lett. 118, 210503 (2017). [113] S. Welte, B. Hacker, S. Daiss, S. Ritter, and G. Rempe, Phys. Rev. X 8, 011018 (2018). [114] D. Jaksch *et al.*, Phys. Rev. Lett. 85, 2208 (2000). [115] T. M. Graham *et al.*, Nature 604, 457 (2022). [116] M. Martinez-Dorantes *et al.*, Physical Review Letters 119, 180503 (2017). [117] M. Kwon, M. F. Ebert, T. G. Walker, and M. Saffman, Phys. Rev. Lett. 119, 180504 (2017). [118] J. P. Covey, I. S. Madjarov, A. Cooper, and M. Endres, Phys. Rev. Lett. 122, 173201 (2019). [119] R. Gehr *et al.*, Phys. Rev. Lett. 104, 203602 (2010). [120] J. Bochmann *et al.*, Phys. Rev. Lett. 104, 203601 (2010). [121] J. Volz, R. Gehr, G. Dubois, J. Est`eve, and J. Reichel, Nature 475, 210 (2011). [122] N. Chen *et al.*, Phys. Rev. A 105, 052438 (2022). [123] Y. Wu, S. Kolkowitz, S. Puri, and J. D. Thompson, Nat. Commun. 13, 4657 (2022). [124] T. Monz *et al.*, Science 351, 1068 (2016). [125] A. Erhard *et al.*, Nature 589, 220 (2021). [126] K. Singh, S. Anand, A. Pocklington, J. T. Kemp, and H. Bernien, Phys. Rev. X 12, 011040 (2022). [127] Ocola *et al.*, arXiv:2210.12879 (2022). [128] W. Huie, S. G. Menon, H. Bernien, and J. P. Covey, Phys. Rev. Res. 3, 043154 (2021). [129] N. Lauk *et al.*, Quantum Sci. Technol. 5, 020501 (2020). [130] A. Kumar *et al.*, Nature 615, 614 (2023). [131] T. M. Graham, J. T. Barreiro, M. Mohseni, and P. G. Kwiat, Phys. Rev. Lett. 110, 060404 (2013). [132] N. Sinclair *et al.*, Phys. Rev. Lett. 113, 053603 (2014). [133] S. Wengerowsky, S. K. Joshi, F. Steinlechner, H. H¨ubel, and R. Ursin, Nature 564, 225 (2018). [134] F. Kaneda *et al.*, Optica 2, 1010 (2015). [135] A. G. Fowler, M. Mariantoni, J. M. Martinis, and A. N. Cleland, Phys. Rev. A 86, 032324 (2012). [136] N. H. Nickerson, Y. Li, and S. C. Benjamin, Nat. Com- mun. 4, 1756 (2013). [137] N. H. Nickerson, J. F. Fitzsimons, and S. C. Benjamin, Phys. Rev. X 4, 041041 (2014). [138] J. M. Auger, S. Bergamini, and D. E. Browne, Phys. Rev. A 96, 052320 (2017). [139] V. Zapatero *et al.*, npj Quantum Information 9, 10 (2023). [140] W. Tittel, H. Zbinden, and N. Gisin, Phys. Rev. A 63, 042301 2001( ). [141] Y.-A. Chen *et al.*, Phys. Rev. Lett. 95, 200502 (2005). [142] C. Schmid *et al.*, Phys. Rev. Lett. 95, 230505 (2005). [143] G. Murta, F. Grasselli, H. Kampermann, and D. Bruß, Adv. Quantum Technol. 3, 2000025 (2020). [144] M. Fitzi, N. Gisin, and U. Maurer, Phys. Rev. Lett. 87, 217901 2001( ). [145] S. Gaertner, M. Bourennane, C. Kurtsiefer, A. Cabello, and H. Weinfurter, Physical Review Letters 100, 070504 (2008). [146] M. A. Taherkhani, K. Navi, and R. V. Meter, Quantum Science and Technology 3, 014011 (2017). [147] A. Broadbent, J. Fitzsimons, and E. Kashefi, 通用盲量子计算, in *2009 50th Annu. IEEE*

Symp. Found. Comput. Sci., 第517–526页，IEEE，2009年。[148] J. F. Fitzsimons，npj Quantum Inf. 3, 23（2017年）。[149] V. Bu˘zek 和 M. Hillery，《物理评论A》54, 1844（1996）。[150] J. Ramette、J. Sinclair、N. P. Breuckmann 和 V. Vuleti´c，ar Xiv 预印本 2302.01296（2023年）。[151] D. Rauch *et al.*，《物理评论快报》121, 080403（2018年）。[152] B. K. Malia、Y. Wu、J. Mart´ınez-Rinc´on 和 M. A. Kasevich，《自然》612, 661（2022年）。[153] A. D. Ludlow、M. M. Boyd、J. Ye、E. Peik 和 P. O. Sch midt，Rev. Mod. Phys. 87, 637（2015年）。[154] P. K´om´ar *et al.*，《物理评论快报》117, 060506（2016年）。[155] L. I. R. Gil、R. Mukherjee、E. M. Bridge、M. P. A. Jones 和 T. Pohl，《物理评论快报》112, 103601（2014）。[156] E. M. Kessler *et al.*，《物理评论快报》112, 190403（2014）。[157] L. Pezz`e、A. Smerzi、M. K. Oberthaler、R. Schmied 和 P. Treutlein，Rev. Mod. Phys. 90, 035005（2018年）。[158] N. Schine、A. W. Young、W. J. Eckner、M. J. Martin 和 A. M. Kaufman，《自然·物理》18, 1067（2022年）。[159] T. Bothwell *et al.*，《自然》602, 420（2022年）。[160] X. Zheng *et al.*，《自然》602, 425（2022年）。[161] X. Zheng、J. Dolde、H. M. Lim 和 S. Kolkowitz，arXiv 预印本 2207.07145（2022年）。[162] A. Derevianko 和 M. Pospelov，《自然·物理》10, 933（2014）。[163] P. Wcis-lo *et al.*，Nat. Astron. 1, 0009（2017年）。[164] P. Wcis-lo *et al.*，Sci. Adv. 4（2018年）。[165] S. Kolkowitz *et al.*，Phys. Rev. D 94, 124043（2016年）。