arXiv:2512.19852v1 [physics.optics] 22 Dec 2025

实现微加工碱金属蒸气光子集成电路中的原子包覆波导运行

Rahul Shrestha, [1, 2, *] Khoi Tuan Hoang, [1,2, *] Peter Riley, [3,4] Roy Zektzer, [1,2] Daron Westly, [2] Paul Lett, [1] Matthew T. Hummon, [4] 和 Kartik Srinivasan[1,2, †]

[1] *Joint Quantum Institute, NIST/University of Maryland College Park Maryland 20742 USA ,,,,,*

[2] *Microsystems and Nanotechnology Division Physical Measurement Laboratory National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland 20899, USA*

[3] *University of Colorado Boulder, Boulder, CO 80303, USA*[4] *Time and Frequency Division, National Institute of Standards and Technology, Boulder, CO 80305, USA*（日期：2025年12月24日）

将碱金属原子蒸气与纳米光子器件集成，为利用强原子-光子相互作用的量子技术提供了一条可扩展的途径。尽管已有许多此类集成方案，但普遍依赖传统玻璃蒸气池、蒸馏碱金属和环氧树脂密封，这限制了其可重复性和可扩展性。此外，减轻不利的铷-光子学相互作用至关重要，尤其是在器件日益紧凑、碱金属源与光子元件距离很近的情况下。在此，我们展示了紧凑且完全集成的器件成功运行：该器件将氮化硅光子集成电路（光子集成电路）与微加工硼硅酸盐蒸气池和药丸型铷分配器相结合，并通过阳极键合实现气密密封。我们展示了器件成功运行的关键在于以低功率脉冲模式对分配器进行光学活化，在按需释放受控量铷蒸气的同时，减轻光子性能劣化。同时，反向传播的解吸激光器可完全抑制铷诱导损耗，并实现基于波导的原子蒸气光谱学。采用这种方法，我们通过调节激活脉冲长度、占空比和器件温度，实现了对蒸气密度的可重复控制。这些结果确立了一种紧凑、可制造且可扩展的蒸气-光子集成电路器件，并为未来在腔量子电动力学、量子非线性光学和芯片级原子传感器方面的演示奠定了基础。

I. 引言

将热原子气体与光子电路集成，为打造紧凑型芯片级器件铺平了道路。这类器件可集成光源、原子介质、路由、滤波、干涉和探测功能，从而推动精密传感器、频率基准和非线性光学系统等可部署的基于原子-光相互作用的技术发展。铷（Rb）等碱金属原子尤其受到关注，因为它们支持多种实验和应用 [1]。人们提出了多种系统，以实现碱金属蒸气与导引光波的相互作用，包括锥形纳米光纤 [2–8], 空芯光纤 [9–16], 空芯波导 [17],以及光子集成电路（PIC）波导 [18–25]。基于 PIC 的器件近期尤其受到关注，这是因为它们能够以多种方式控制光场 [18, 20, 23, 26], ，能够在 PIC 谐振器和波导中实现显著增强的光-物质相互作用 [22, 23, 25], ，便于收集与原子发生相互作用后的光，并且有望与其他配套组件集成，尤其是在氮化硅光子学领域 [27–31]。理想情况下，混合蒸气—光子集成电路系统应通过可扩展的制造工艺来构建，并采用易于处理且便于纳入此类制造流程的碱金属源该碱金属源应便于处理，并易于纳入此类制造流程。

在文献 [32], 中，我们展示了一种制造全集成蒸气-PIC器件的工艺，其中氮化硅PIC与集成了铷“药丸”分配源的硼硅酸盐玻璃蒸汽池进行阳极键合（近期也有研究报道了类似工作 [33]）。这类铷源由钼酸铷、锆粉和铝粉的混合物组成，可商业获取，在大气环境中稳定，并且在完成器件制造后，仅需借助简单的红外激光激活机制即可释放铷。因此，它们目前已广泛应用于原子钟、磁力计和波长基准等领域 [34–41]。

利用上述平台，本研究聚焦于铷蒸气与空气包层光子集成电路波导倏逝场之间的近场相互作用。我们采用多种策略来限制不利 Rb-PIC 相互作用的影响，并展示了这类蒸气—光子集成电路波导的运行。首先，我们考虑最直接的方法：以与上述应用类似的标准流程激活铷丸源。结果表明，空气包层光子集成电路波导的传播损耗显著增加（$> 1750\text{dB cm}^{-1}$），因此只有长度极短（约为 $\approx 100\mu\text{m}$）的波导才适用于基于波导的 Rb 光谱学。随后，我们通过实验研究同时进行铷丸激活、自由空间 Rb 光谱学和光子集成电路波

* 这些作者对本文贡献相同
† kartik.srinivasan@nist.gov

导光谱学。我们证明，将低功率药丸激活与经波导传输的反向传播解吸激光器相结合，可使波导损耗不因药丸激活而劣化（在我们的测量不确定度范围内），从而实现波导耦合的 Rb 光谱学。此外，我们还表征了这种低功率激活方法的特性：光谱信号会发生瞬态衰减，其程度取决于激光脉冲功率和持续时间。我们表明，可通过激光激活参数控制铷蒸气密度，池温也能提供额外的控制；通过重复脉冲，还可实现准稳态密度状态。我们的研究结果与蒸气—光子集成电路系统中的量子光学尤为相关，其中包括近期研究指出的近期机遇：实现单光子与单个气相原子之间的强耦合腔量子电动力学 [25, 42–44]。

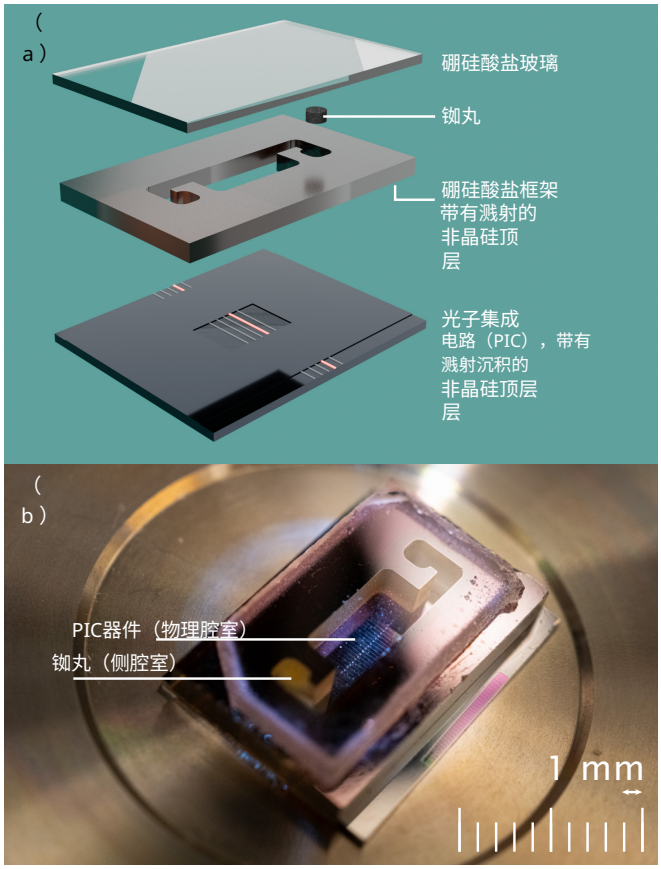

图1. **集成了原子蒸气池、铷丸源和光子集成电路的混合器件。** **(a)** 硼硅酸盐盖玻璃、微加工硼硅酸盐框架和光子集成电路（PIC）与微型铷丸一同经阳极键合，形成紧凑的“蒸气-PIC”封装。**(b)**器件键合并完成铷丸激活后的照片。

II. 蒸气—光子集成电路器件

这些器件按照 Riley等人所详细描述的工艺制造。[45]简而言之，每个器件由三个主要单元组成，它们通过阳极键合组装而成，如图1(a)所示。从底部到顶部，依次为作为器件基底的光子集成电路、构成池壁的超声加工硼硅酸盐玻璃框架，以及构成池顶的硼硅酸盐玻璃盖。各层依次进行阳极键合，形成尺寸为 12 mm $\times$ 16 mm $\times$ 3.5mm的气密真空池器件。图1(b)展示了已完成器件的照片。在此过程中，将一种用于产生铷蒸气（经激光活化后）的 Rb_2MoO_4 Zr/Al 药丸式分配器置于侧腔室中，该腔室通过直角通道与中心腔室相连。释放出的铷蒸气包含天然存在的 ^{85}Rb 和 ^{87}Rb 同位素。

光子集成电路波导形成于一层厚度为 250 nm 的氮化硅薄膜中，该薄膜通过低压化学气相沉积、电子束光刻和反应离子刻蚀制备。选择性 SiO_2 顶部包层围绕整个光子集成电路层，但在需要与铷蒸气发生倏逝场相互作用的区域除外 [25]。我们采用化学机械抛光工艺，使覆氧化物区域更加平滑并实现平坦化；这些区域还额外涂覆了非晶硅，从而能够在后续阳极键合过程中支撑气密封接。位于 12 mm$\times$16mm 裸片上的器件包括宽度为 600 nm 的波导、具有 60µm 和 3 mm 长的空气包层区域，以及完全覆氧化物、与波导耦合的光栅出耦合器。光栅的周期均为 440 nm，并经模拟可将光线以相对于 10° 法向入射的角度从芯片中衍射出去。这些光子器件在中心腔室中与铷蒸气发生相互作用，该中心腔室在图 1（b）中被标记为物理腔室。

在详细讨论上述器件的运行之前，我们先介绍近年来研究的其他蒸气-PIC器件，以提供一些背景信息。一般而言，可以根据若干关键特征来描述这类器件，包括：(1) 光子集成电路器件设计；(2) 蒸气-PIC集成方法（即键合技术）及尺寸；以及 (3) 碱金属蒸气源。早期关于芯片集成空芯波导 [18, 19] 的研究，以及近期采用 PIC氮化硅波导 [25, 46, 47] 的研究，都使用环氧树脂密封将手工吹制的气室封装起来，而这些气室通过铷蒸馏进行充气。阳极键合方法也已得到应用，包括三层堆叠结构，其中气室框架与通向铷储存器的玻璃管熔合 [23, 48], ；以及另一类结构，其中PIC键合到较大的玻璃比色皿上，而该比色皿连接至用于冷原子应用的超高真空装置和碱金属源 [49]。相比之下，我们将光子集成电路波导与一种标准阳极键合工艺相结合，从而能够集成紧凑型蒸气室和商用铷丸源。我们的独立器件体积约为57 mm^3，比

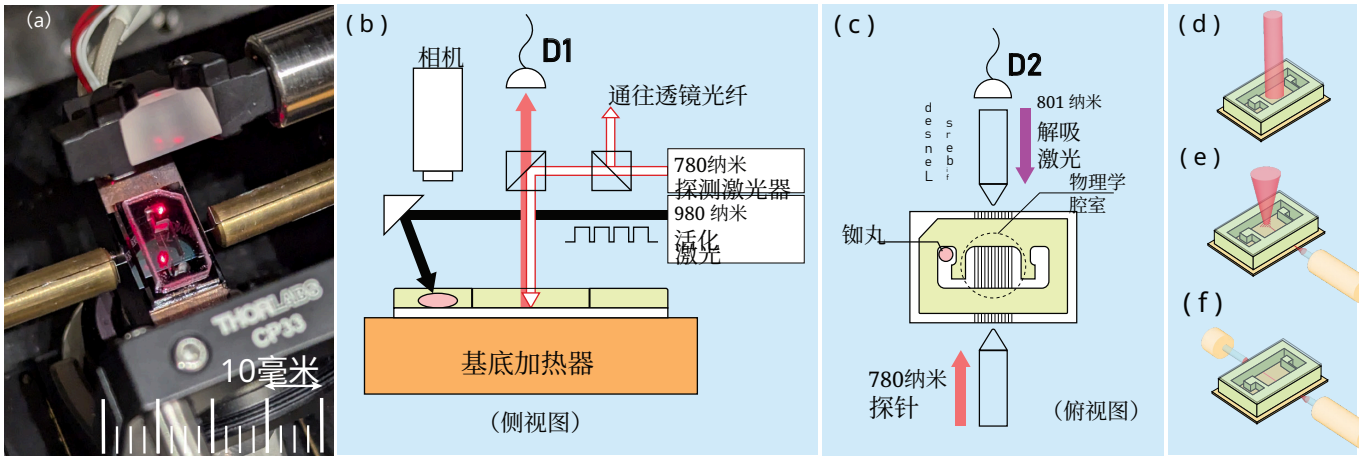

图 2. **同时进行铷药丸激活、铷密度评估和光子集成电路波导吸收光谱测量的实验装置与示意图。（a）** *Photograph of a device in setup*：器件置于加热的铜样品座上，透镜光纤将光耦合进出器件。D 形镜和透镜将 980 nm 激活光束引导至铷丸。**（b）** *Side view schematic*：包含铷丸（粉色）的器件（绿色/白色）置于温控铜底座加热器（橙色）上。980 纳米激活激光器（黑色箭头）按方波插图所示进行幅度调制，并在显微镜相机下聚焦于药丸。780 nm 探测激光器经 50:50 分光，一路通过透镜光纤耦合进入光子集成电路波导，另一路用于探测自由空间铷蒸气。从芯片反射的探测光向上射出，进入探测器 D1。**（c）** *Top view schematic*：两根透镜光纤将光耦合进出光子集成电路波导（绿色/白色）：780 nm 探测光（红色箭头）和反向传播的 801 纳米解吸激光（洋红色箭头）。探测器 D2 测量探测光的透射率；在药丸激活期间，解吸光束可防止铷在波导上积聚。器件中波导采用空气包层并与铷蒸气相互作用的区域以虚线圆圈标出。**（d-f）** *Illustrations showing three different measurement methods*：利用芯片反射进行自由空间铷探测（光程为 4 mm）、利用全氧化物包层且与波导耦合的光栅出耦器进行自由空间探测（光程为 2 mm），以及利用波导倏逝场进行探测（相互作用长度为 60 μm 或 3 mm）。

上述 $\approx 1480\text{mm}^3$ 采用小型吹制玻璃气室的环氧树脂粘接器件的体积 [25]小一个数量级以上 [33]。我们注意到，近期已有报道称，通过阳极键合制成的类似紧凑型PIC-蒸气室器件；然而，正如下一节所述，这两项工作中的器件在典型的铷药丸激活过程中都存在波导退化问题。

III. 铷丸与光子集成电路集成面临的挑战

我们首先考察铷释放丸按照气室原子钟、磁力计及相关技术所采用的标准流程进行激光活化时，空气包层光子集成电路波导的工作情况 [50–52]。在该流程中，以下称为标准活化，使用高功率（$\approx 1\,\text{W}$）980 纳米加热激光器对铷丸进行活化，聚焦照射药丸5至10秒，使铷蒸气释放到池中。随后，将其置于实验装置中，使用带透镜的光纤将780纳米可调谐激光器耦合进出器件（类似于图2(a)所示），并首先考察激光调谐至远离任何铷跃迁的失谐状态时的器件透射率（使用参考铷气室进行确认）。遗憾的是，我们发现，铷丸的标准活化会导致具有3毫米长空气包层区域的波导几乎完全失去透射。这可能是因为活化释放了大量铷，铷附着在光子集成电路波导上，从而增加了其传播损耗，尤其考虑到药丸与波导区域之间仅有（$\lesssim 5$ 毫米）的短距离。然而，长度接近100μm的短波导仍表现出非零透射率。对于长度为60 ≈ 10.5dB的μm波导，其插入损耗显著增加，达到 $1750\ \text{dB cm}^{-1}$。这里将插入损耗定义为 $10 \times \log(P_{out}/P_{in})$，其中 P_{in} 和P_{out} 分别为波导输入端面的通过功率和输出端面的输出功率。我们在图3中绘出了将器件温度从 150 ℃调节至 300 ℃时波导的插入损耗。尽管铷丸活化后，在不同温度下损耗基本保持不变，但我们确实观察到较高温度与较低损耗之间存在微弱的相关性。这表明，在损耗首次急剧增加后，气相中铷含量进一步增加并不会导致损耗继续增加；相反，较高温度可能会促进铷发生一定程度的解吸。

同一图中的插图还显示了通过长 60μm 的波导测得的 D_2 流形在240 ℃下的多普勒展宽吸收光谱。尽管温度很高，但由于相互作用长度较短，光谱激光器在原子共振处并未被完全吸收，不过高温

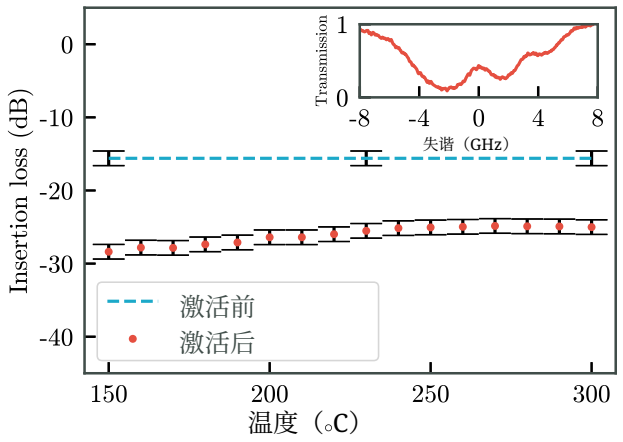

图 3. **标准激活引起的损耗，最终形成稳定的蒸气密度**。在远离任何铷跃迁的位置，测量 60 µm 长的光子集成电路波导在引入铷前后、780纳米处总插入损耗随温度的变化。铷蒸气由铷丸分配器产生，方法是先用强 980 纳米外部激光器（≈ 1 W）加热。引入铷后，波导的插入损耗增加了 ≈ 10.5dB。**插图：**在 240 °C 时，通过波导测得的 D_2 流形多普勒展宽吸收光谱。误差棒表示 1 dB 的测量不确定度，其数值为与耦合变化相关的一个标准差。

也会导致谱线出现较大的多普勒展宽。要在较低温度下获得更强的对比度，需要更长的相互作用长度，因此波导必须在具有更长空气包层区域的条件下工作。鉴于上述观察到的损耗，要在当前器件架构中实现较长波导的运行，需要更仔细地评估铷药丸激活过程。参考文献 [33]，也得出了类似结论：在铷药丸稳定活化后，光子集成电路波导的传播损耗仍然很大，使器件长度最多只能达到几百微米。

IV. 受控铷丸激活

上述结果表明，限制药丸在活化过程中释放的铷量，或许有助于减少光子集成电路的性能退化。当然，活化释放的铷也必须足以满足光谱学实验的需要。为兼顾这两方面，本节首先介绍一种实验装置，该装置可在激活铷药丸的同时监测自由空间铷吸收特征和光子集成电路器件性能。随后，我们将说明如何通过低功率激活药丸使其在瞬态状态下运行，如何通过重复脉冲运行激活激光器来维持准稳态铷密度，以及池温如何影响铷密度。

A. 铷药丸激活期间进行光子集成电路监测的设置

采用图中所示的装置对制备好的器件进行测量，装置示意图见图2。样品置于温控铜基座上，基座加热至 100 °C 以上，以尽量防止铷黏附在光子集成电路上。利用 980 纳米mm 透镜将 980 纳米激活激光聚焦到铷药丸上，光斑直径为 ≈ 1mm。根据固定在器件上方的成像系统确认的结果，通过调整 D 形镜的角度，将光束引导至药丸上（图 2(a)-(b)）。我们采用两阶段激活过程，先使用 ≈ 1W 的功率释放第一波铷蒸气，随后使用 ≈ 100mW 的功率进行后续激活，以可控地释放铷。激活激光器以此功率调制，从而脉冲释放铷蒸气，具体将在下文进一步说明。将 780 nm 探测激光器分成两路，分别用于铷蒸气的自由空间光谱学和波导光谱学。使用两根透镜光纤将光耦合进出波导，另一半光则经芯片表面反射，用于自由空间光谱学。除芯片上方的自由空间光谱学（图 2(d)）外，我们还采用与波导耦合的片上光栅，可将光向上投射并穿过池（图 2(e)）。此外，我们还通过波导使用 801 nm 解吸激光器，使其相对于 780 nm 探测光反向传播（图 2(c)），以防止铷黏附在光子集成电路波导上（将在第 V 节讨论）。

B. 低功率激活与瞬态铷密度

如前所述，铷分配器药丸的标准激活通常需要施加一个高功率激光脉冲，在与物理腔室相连的辅助腔室中沉积一个铷储存器。初始高功率脉冲还会产生足够的铷，使玻璃内壁覆盖数层铷单分子层 [53]，从而使池的平衡铷蒸气压由池温决定。不幸的是，这种单次高功率激活会严重损害我们的光子器件，正如第 III 节所示，插入损耗出现了灾难性增长。

为避免这种损伤，我们采用两阶段方案。在阶段 1 中，我们施加脉冲持续时间为 1 s、功率从 100 mW 逐渐增加至 ≈ 1W 的激光脉冲，同时从上方监测自由空间铷吸收光谱（见第 IVA 节和图 2）。药丸会释放出一开始的大量铷，并通过光谱学检测到这一现象。根据药丸方向和放置位置所决定的具体聚焦条件，这种初始释放通常在光功率接近 1 W 时被检测到。通过监测铷光谱特征、逐渐增加激光功率，并采用远短于第 III 节标准激活所用时长的脉冲持续时间进行这种谨慎的活化，使我们能够在池中获得最少量的铷。

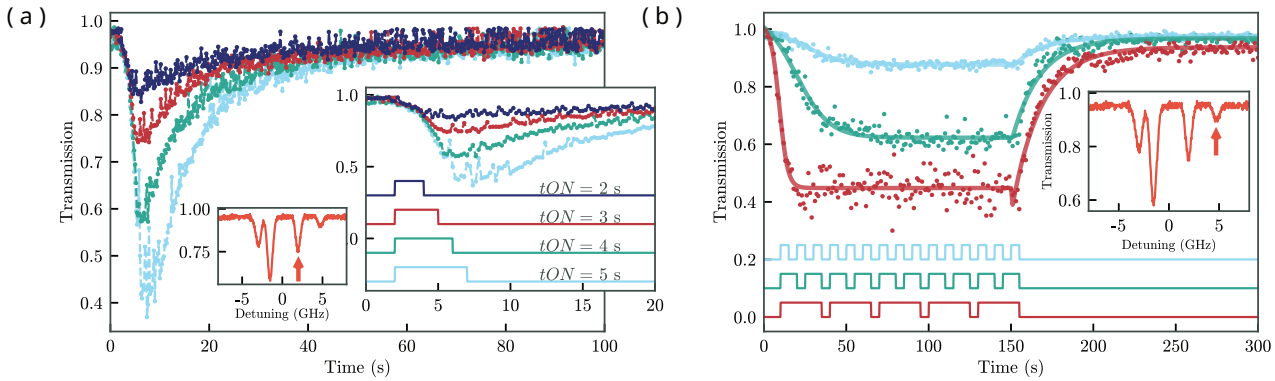

图 4 $5S_{1/2}$ $F = 2 \rightarrow$ $5P_{3/2}$ ^{85} 100 2 980

通过激活激光控制铷密度。(a) *Transient Rb density.* 监测铷中 ,跃迁在自由空间中的透射率，持续 s（图 (d) 中的配置），同时纳米激活激光器从药丸中释放铷。比较四种激活时长——2 s（深蓝色）、3 s（红色）、4 s（绿色）和5 s（浅蓝色），激光功率相同（≈ 100 mW），器件温度为 180 ℃。数据点（符号）以虚线连接，便于观察。较长的激活脉冲长度（tON）会产生较高的铷蒸气密度，表现为更深的透射凹陷：2 s轨迹（深蓝色）的透射率最高，而5 s轨迹（浅蓝色）的透射率最低。 **右上角插图**：将数据放大至0秒至20秒，可见每个开启时段内透射率呈指数下降（铷密度线性上升），激光关闭后则呈指数恢复；轨迹下方的实心方波表示设定的2秒、3秒、4秒和5秒激活时段。 **左下角插图**：参考池中 D_2 流形的完整多普勒展宽吸收光谱；箭头标示主图中跟踪其透射率的超精细谱线。 **(b)** *Quasi-steady Rb vapor density via repetitive operation.* $5S_{1/2}$ $F = 1 \rightarrow 5P_{3/2}$ ^{87} 300 监测铷中 ,跃迁在自由空间中的透射率，持续 s，同时980 纳米激活激光器周期性地从药丸中释放铷。数据下方以实心方波轨迹显示了三种设定的占空比——低（浅蓝色）、中（绿色）和高（红色）（高电平 = 表示激光开启）。脉冲作用时段（0秒至150秒）内可实现近乎恒定的铷密度。脉冲在 $t \approx 150$s 时停止后，蒸气逐渐重新吸附到池壁上，所有轨迹均趋向单位透射率。脉冲期间的透射率采用四参数逻辑函数拟合，脉冲停止后的透射率则用指数函数描述。拟合的更多讨论见正文。 **右上角插图**： D_2 流形的多普勒展宽吸收光谱；箭头标示主图中跟踪的超精细谱线。

铷蒸气会迅速吸附到池壁上。在阶段 2 中，我们将激活激光器的功率降低至≈ 100mW 到 200 mW。在此功率范围内，我们可以通过改变激活脉冲的持续时间，将任意量的铷释放到池中。脉冲结束后，池中的铷蒸气密度会衰减至零。

为了更详细地研究瞬态行为，我们在 100 s 的时间间隔内，以 0.2s 的时间分辨率，追踪了$5S_{1/2}$, $F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}$ 跃迁 ^{85}在铷中的透射率随时间的变化；该透射率是在自由空间中测得的，如图4 (a) 所示。激光功率为 ≈ 100 mW、器件温度为 180 ℃ 时，我们进行了四组不同的测量，激活脉冲长度分别为 2s、3s、4s 和 5s。不出所料，脉冲时间越长，铷密度越高，这体现为更大的最大透射对比度（更低的透射率）。激光脉冲持续期间，透射率呈指数下降；脉冲结束后，透射率则以指数方式恢复，恢复时间为 $1/e$ ≈10s。

C. 通过重复激活实现铷密度准稳态

观察了铷密度对不同持续时间的单个激活脉冲的响应后，我们接下来研究它对一系列脉冲的响应。在相对较低的功率 ≈ 100mW 下，每个激活脉冲都会释放少量铷，并迅速衰减。我们通过调节激光开启的时间（tON）和关闭的时间（$tOFF$），以达到铷的准稳态密度。

在图4(b)中，我们使用自由空间配置探测$5S_{1/2}$, $F = 1 \rightarrow 5P_{3/2}$ 跃迁在 ^{87}铷中的透射率，持续300秒。我们展示了三种激活激光器占空比，分别为 tON = 1 秒、4秒和9秒，$tOFF$ = 1秒，脉冲序列总时长为150秒。激光功率和器件温度保持恒定。在脉冲窗口期间，每个 tON 都会提高蒸气密度（降低透射率），而每个$tOFF$ 则会使密度衰减（恢复透射率）。较长的 tON 时间会导致铷密度积累得更多，从而使铷的准稳态密度更高。

脉冲窗口（0 s 至 150s）期间的透射率可用四参数逻辑函数拟合

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \frac{\alpha_f}{1 + e^{-k(t-t_0)}}, \tag{1}$$

其中， α_0 是初始透射率， $k(T)$是与温度相关的反应速率， α_f 是铷密度稳定时的稳定透射率， t_0 是脉冲开始的时间。利用比尔–朗伯定律，我们可以将其扩展为表示铷原子密度随时间的变化，

$$N(t) = -\frac{1}{\sigma L} \ln\left(\alpha_0 + \frac{\alpha_f}{1 + e^{-k(t-t_0)}}\right), \tag{2}$$

其中， σ 为原子截面， L 为相互作用长度。由于逻辑斯蒂反应模型或普劳特–汤普金斯（PT）模型已用于描述涉及热分解的化学反应 [54], 因此适合用于表征激活激光器对铷丸的分解。铷丸的温度（由占空比和激活激光器功率等实验条件决定）以及整体腔室温度都会影响铷密度，下一节将对此进行探讨。

利用激光脉冲提供的能量，对铷丸进行深入的化学动力学研究是可行的，但超出了本文的研究范围。不过，我们使用 PT模型进行的初步分析（方程1）估算了准稳态密度可能维持的时间区间。对于较高的铷密度，这一点更为重要，因为在名义上的平坦透射率区域内，透射率方差明显更大。例如，图4（b）所示的三个占空比对应的平均透射率分别为 0.88(1)、0.62(3) 和 0.45(5)。

D. 池温的影响

在 IVC 节中，我们说明了通过以不同的 tON 时长脉冲加热铷丸，可以在固定的（较低）激活激光功率和器件温度下控制铷的准稳态密度。现在，我们研究池温对该准稳态密度的影响，并与用于表征原子蒸气的标准克劳修斯-克拉佩龙（CC）模型进行比较 [55] 。

我们借助片上光栅，使用自由空间光谱学监测 $5S_{1/2}$, $F = 1 \rightarrow 5P_{3/2}$ 跃迁在 ^{87}铷中的透射率，同时脉冲驱动激活激光器，以实现铷的准稳态密度（图2(e)）。然而，我们不改变激光器开启时长（tON），而是在保持激光功率（≈ 100毫瓦）恒定的同时改变器件温度。图 5(a) 展示了四种不同温度下持续 400 秒的透射率： 150 ℃、 160 ℃、 170 ℃和 180 ℃。在脉冲窗口（0 秒至 150秒）期间，铷密度升高，透射率凹陷按照对数规律变化

第IV C 节中讨论的逻辑斯蒂模型，并达到稳定平台。然而，提高器件温度会提高反应速率，使铷达到

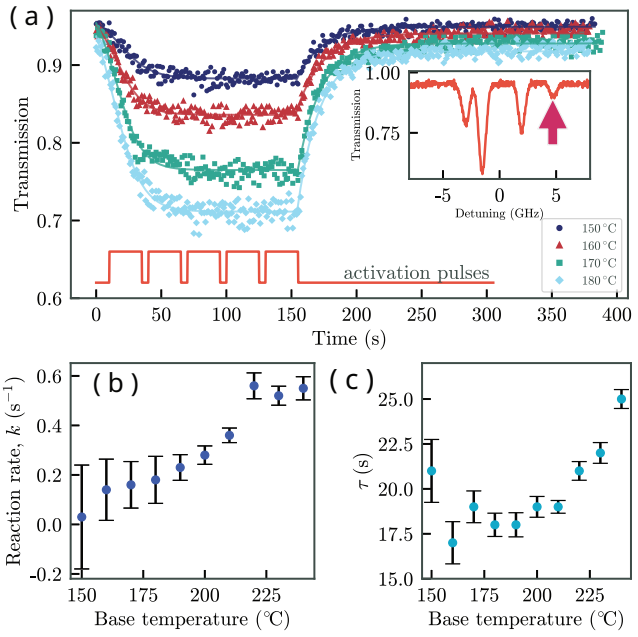

图5. **低功率活化期间温度依赖的铷加载与释放。(a)**在 $5S_{1/2}$, $F = 1 \rightarrow 5P_{3/2}$ 跃迁的透射率 ^{87}使用片上光栅耦合器在自由空间中监测铷，持续400秒（图2(e)），同时980 纳米激活激光器周期性地促使铷从分配器药丸中释放。数据下方的实线方波轨迹标示激光时序（高电平 = 为开启）。器件基底保持在 150 ℃（深蓝色圆圈）、 160 ℃（红色三角形）、 170 ℃（绿色方块）和 180 ℃（浅蓝色菱形）；激光功率和占空比保持不变。散点为数据；实线为逻辑斯蒂模型拟合曲线，拟合时间区间为0秒至150秒，之后对所有 > 150秒的时间采用单指数恢复拟合。**插图：** 多普勒展宽的 D_2 吸收光谱记录于参考池中；箭头标示了面板a中追踪的超精细跃迁。**(b)** 反应速率 k 由0秒至150秒的拟合结果提取，并绘制为基底温度的函数。**(c)** 通过拟合 > 150 秒数据得到的透射衰减速率常数与基底温度的关系。面板(b)和(c)中的误差棒表示拟合所得的一个标准差不确定度。

更高的温度下具有更高的密度。在图5(b)中，我们绘出了脉冲周期内根据透射率拟合的逻辑斯蒂模型提取出的反应速率。从 150 °℃到220 °℃，变化趋势大致呈指数关系，符合典型的阿伦尼乌斯方程，其中 $\ln(k(T)) \propto -1/T$; 然而，超过 220 °℃后，出现了趋于平台的迹象。脉冲停止后（≥150秒），透射率恢复。恢复过程不再由方程1控制；相反，我们拟合了一个指数函数 $e^{-t/\tau}$，并提取出时间常数 τ，其中 τ 可理解为玻璃壁抽运铷蒸气速度的特征时间尺度。我们在图 τ 5中绘制了5(c)中随温度变化的曲线。我们观察到一个大致趋势：超过 τ 后， 200 °℃有所增加，这表明较高温度下的抽运效率略有降低。

通常，与固体处于

热力学平衡状态的铷蒸气，例如传统蒸气池中的铷蒸气，其蒸气压或密度完全是温度的函数。蒸气压由克劳修斯–克拉佩龙关系给出，其中铷密度取决于池的温度。显然，我们偏离了这种规律，因为我们已证明，在温度恒定时，激活激光功率和时间是控制铷密度的有效手段。温度仍可用于控制绝对铷密度；但最终，如图6(a)所示，在特定温度下，铷密度可以比预期的平衡铷密度低几个数量级。同一图中还显示，在起始温度为 150 °C 时，密度随温度升高而相对增加的趋势也偏离了标准克劳修斯–克拉佩龙模型。在图6(b)中，我们展示了 160 °C、200 °C 和 240 °C 时具有代表性的光谱：青色圆点表示低功率脉冲式铷分配器源工作时的实验数据，红色虚线表示将这些数据拟合到克劳修斯–克拉佩龙模型所得的最佳拟合曲线，红色实线则表示在标准平衡条件下，依据克劳修斯–克拉佩龙模型预期在这些温度下产生的多普勒展宽光谱。实验数据表明，在低功率活化范围内，铷密度显著低于标准克劳修斯–克拉佩龙模型在蒸气平衡条件下的预测值。尽管如此，用克劳修斯–克拉佩龙模型拟合时，实验数据中的透射凹陷仍与拟合曲线中的凹陷很好地吻合，但宽度更窄。这表明，从药丸中释放出的铷原子的速度分布也偏离了平衡状态下的铷蒸气速度分布。

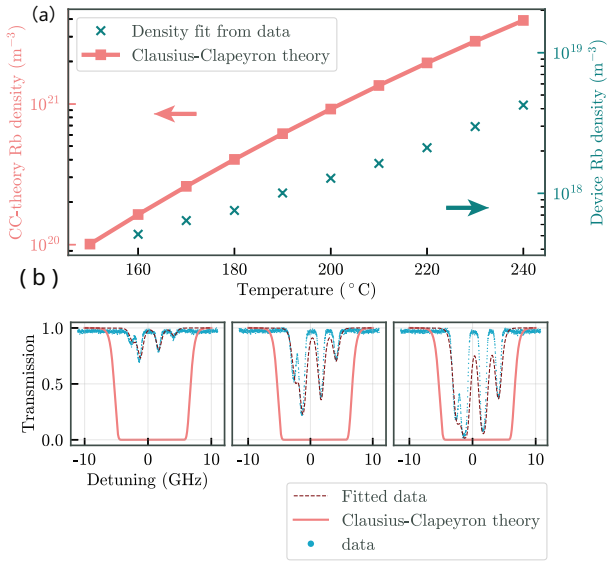

图 6. **温度依赖的铷密度：与固-汽平衡模型的比较。** (a) 图 4 的低功率脉冲协议中获得的准稳态蒸气密度。 4(b) 通过芯片上方的自由空间吸收光谱进行测量（图 2。 2(d) 配置）。将实验密度（青色）的相对变化绘制为温度的函数，并与标准克劳修斯–克拉佩龙（CC）标度（红色）进行比较。偏差随温度升高而增大，表明药丸源的这种运行方式偏离了平衡蒸气行为。左右刻度分别表示实验和理论的绝对铷密度。实验密度比 CC 值低两个数量级以上。(b) 从左至右展示了 160 °C、 200 °C 和 240 °C 时的代表性光谱。青色数据点为测量值，虚线为使用克劳修斯–克拉佩龙模型对数据进行的最小二乘拟合，红色实线为标准蒸气平衡条件下克劳修斯–克拉佩龙模型的预测。实验数据中的凹陷明显比基于克劳修斯–克拉佩龙模型的拟合曲线窄。

V. 脉冲式铷源下的光子集成电路波导运行

接下来，我们在实验中考察前几节所述的低功率脉冲激活铷丸的方法，并利用光子集成电路波导的倏逝场探测由此产生的铷蒸气。首先，我们关注铷蒸气对波导在 780纳米处插入损耗的影响；该波长与任何铷跃迁均不共振。我们监测插入损耗（定义见第 III 节）随蒸气–光子集成电路器件中铷密度增加而产生的变化；所用波导有一段长 3 毫米的空气包层区域，暴露于铷蒸气中。我们按照第 IVC 节所述激活药丸，并比较引入和未引入反向传播的 801 nm 解吸激光器时的表现。

药丸激活并将铷释放到物理学实验环境之前容纳光子器件的腔室中，光子集成电路波导的平均基线总损耗约为 ≈ 9（1）dB（波长为780纳米），其中不确定度为与光纤-PIC耦合稳定性波动相关的一个标准差。随后，我们在对铷丸施加激光激活脉冲时监测这一插入损耗（不使用任何解吸激光器）。图7 中的红色锯齿虚线表示波导的插入损耗；其下方展示了目标激活脉冲和透射曲线的示意图。我们发现，铷蒸气增加会直接导致插入损耗增加：随着激活脉冲开启和关闭，损耗也随之增加和恢复（呈锯齿模式）。当药丸激活停止、铷吸附到玻璃上后，波导中的透射率完全恢复，这进一步证实了这一解释。在铷密度达到最大值时，光子集成电路波导的总插入损耗较基线值增加了40 dB以上。

为遏制插入损耗的灾难性增加，我们使用一台波长为 801 纳米、最大输出功率为 $\approx$ 60mW 的二极管激光器作为解吸激光器。然而，由于存在基线插入损耗，波导中的总激光功率较低。假设输入端面和输出端面的损耗相同，则输入端面的损耗约为 4 dB 至 5dB，因此估计——

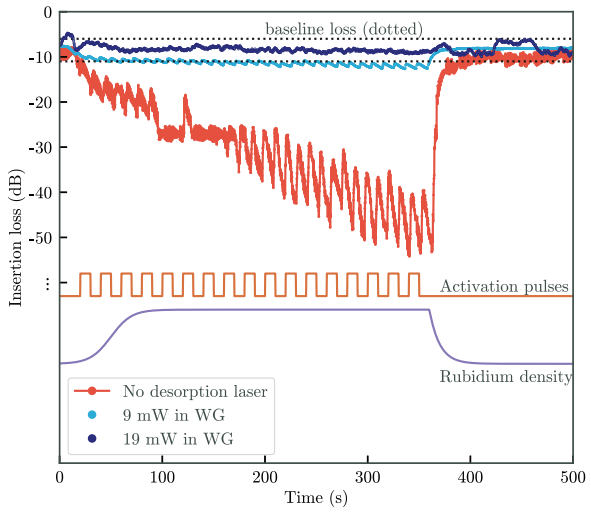

图7。**低功率脉冲铷激活和原位解吸条件下光子集成电路波导的插入损耗**。在远离铷共振的 780纳米处监测总插入损耗，同时使用 980 纳米激活激光器释放铷蒸气（配置见图。2（f））。未施加激活激光器时，基线插入损耗位于黑色虚线范围内，对应的基线值为 ≈ 9（1）dB（$\approx$ 5dB/端面）；数值范围源于光纤-PIC耦合的变化。药丸激活后，铷蒸气密度增加，直接导致插入损耗上升（红色曲线）；关闭激活激光器后，释放出的铷被玻璃框架吸收，铷诱导损耗随之恢复。引入 801 nm 解吸激光器，以防止铷附着在波导上，并比较了三种设置：红色曲线（解吸激光功率为 0 mW）；浅蓝色曲线（9 mW）；深蓝色曲线（19 mW）。在解吸激光器全功率运行时（深蓝色曲线），波导插入损耗保持在基线水平的不确定度范围内，表明铷诱导损耗基本被完全抑制。

波导中的解吸激光功率在输入功率为 $\approx$ 60mW 时为 $\approx$ 19mW。在该解吸激光功率水平下，我们未观察到任何由铷引起的损耗迹象（图 7 中的绿色数据）。当波导中的解吸功率降低至 $\approx$ 9mW 时，可以避免铷蒸气引入造成的大部分损耗。图 7中的蓝色锯齿波虚线显示了由此产生的传输特性，其锯齿模式让人联想到红色曲线（无解吸激光器），但劣化程度要小得多，损耗的最大增加幅度仅为基线波导损耗的 1 dB 至 2 dB。

值得注意的是，先前研究已表明，将解吸激光器引入空芯光纤 [13, 15] 和锥形纳米光纤 [8]中传播模式的近场，可有效抑制铷的不利影响。材料加热 [56]和光诱导原子解吸（LIAD） [57] 均被认为是碱金属蒸气解吸的作用机制。在我们的案例中，目前尚不清楚究竟是其中一种机制，还是两者共同发挥作用。解吸激光器消除光子集成电路波导退化的物理机制将是未来研究的课题。

安装解吸激光器后，波导的传播损耗增幅得以降至最低，从而能够对铷原子进行稳定的基于波导的光谱测量。探测光在波导中的强约束使原子感受到的光强远高于自由空间中的光强，因此更容易使原子跃迁达到饱和。为此，我们使用灵敏度达到 < 100fW 级的光接收器来测量功率仅为几纳瓦的780纳米探测光。这也意味着，即使采用反向传播配置，来自光子集成电路端面的解吸激光反射光（占入射功率的 ≈ 0.5 %）也很容易使光接收器过载。因此，波导输出光在到达光接收器之前会先经过780纳米带通滤光片。

在图 8(a) 中，我们绘出了探测 $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ 流形的波导透射率；探测光穿过3毫米的空气包层区域，同时对铷丸进行脉冲加热以释放铷蒸气，并由解吸激光器将铷诱导的劣化降至最低。多种颜色的堆叠曲线显示了透射光谱，其中铷诱导吸收特征的对比度随激活激光器占空比延长而增大，因此铷密度也逐渐升高。曲线是在 180 °C、激活激光功率恒定的条件下采集的。底部显示了参考蒸气池的反转自由空间吸收光谱。波导介导的吸收特征与此前在原子蒸气包层光子集成电路波导中观察到的特征相似 [21, 46], ：多普勒展宽（因波导有效折射率不为1而加剧）与渡越时间展宽（由于原子穿过波导外部倏逝场的时间很短）共同作用，使光谱凹陷显著宽于铷参考池中的光谱凹陷。

在特定占空比、温度和激活激光功率下，随着铷丸脉冲式工作，我们可以连续采集多组此类吸收光谱，以追踪蒸气密度的时间演化，其方式大致类似于图中所示的透射图。4（b）和5。我们利用铷超精细跃迁的透射凹陷深度之比，提取序列中每个光谱对应的铷密度。正如第IVD节所述，由于原子的多普勒分布并非常规形式，直接拟合光谱较为复杂。我们将在附录中进一步讨论密度拟合方法。

图 8(b) 显示了激活激光器开启（0秒至150秒）时，160秒内铷密度的变化。占空比设为 $tON = 9$ 秒和 $tOFF = 1$ 秒。提取出的密度以红色标记绘出，蓝色带表示一个标准差的拟合不确定度。正如预期，铷密度快速上升，迅速达到平台期，并在脉冲停止后快速衰减。该图还显示了锯齿模式，这种模式也出现在图 7中波导的插入损耗变化中。插图中的放大视图清楚地显示了二者之间的关系——

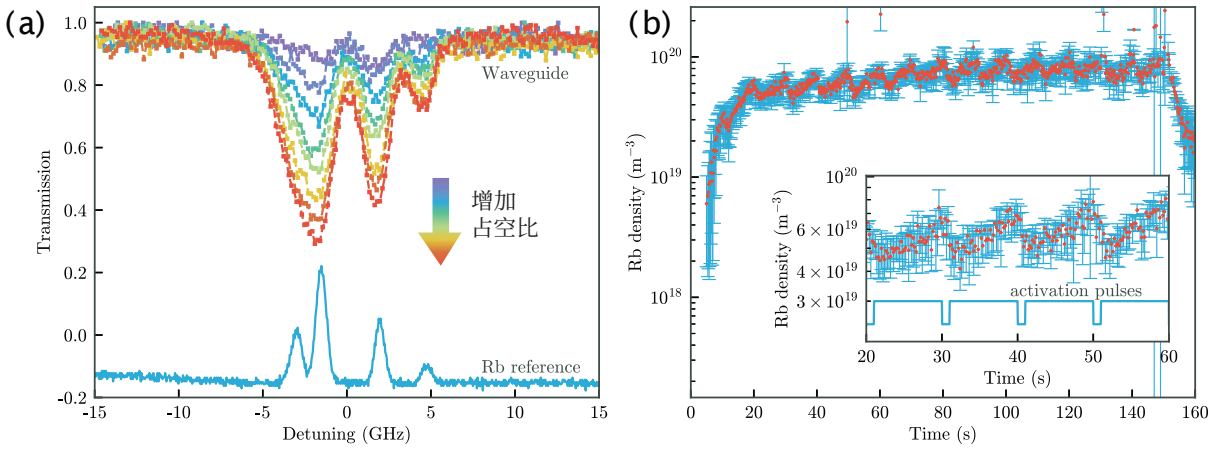

图 8. **3 毫米波导中的铷吸收。(a)** *Absorption spectra.* 反复脉冲驱动 980 纳米激活激光器，使铷从药丸中释放出来；与此同时，801 nm 解吸激光器可防止铷覆盖波导；随后通过 3 毫米波导记录 $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ 流形的透射光谱（图 2（f））。多色曲线依次表示越来越长的激活激光器占空比（见图 4），因此对应着逐渐升高的铷密度。由于铷原子穿过波导倏逝模的渡越时间较短，曲线呈现出典型的展宽效应。下方的蓝色曲线是在自由空间池中记录的参考光谱；为便于比较，光线从同一探测光束中分出。**(b)** *Temporal evolution of the Rb vapor density.* 在 150 秒时间间隔内采集吸收光谱，同时以 980 纳米激活激光器（开启 9 秒／关闭 1 秒）周期性加热铷丸以产生铷蒸气。根据各条光谱提取的密度以红色标记绘出，蓝色带表示一个标准差的拟合不确定度。在反复加热脉冲期间，蒸气密度逐渐升高并趋近准稳态；药丸停止活化后，蒸气密度则逐渐降低。**插图：**若干脉冲的放大图，突出显示每个 9 秒开启时段内的锯齿状上升，以及 1 秒关闭时段内的下降。

每个激光脉冲与铷密度之间的关系：锯齿波在每个 9秒 tON 周期内上升，并在 1 秒 $tOFF$周期内下降。

VI. 展望

总之，我们展示了一种实现近场蒸气–光子集成电路相互作用的方法，可用于紧凑、可制造且独立运行的器件，这些器件将光子集成电路与微加工蒸气池及市售铷药丸源相结合。观察到标准铷药丸激活会导致空气包层光子集成电路波导产生不可逆且显著的损耗后，我们采用低功率激活方法来控制铷释放，并使用解吸激光器防止波导退化。采用这一方法，3 mm 长的空气包层区域在暴露于铷蒸气时不会产生额外损耗，并成功展示了基于波导的铷 D2 跃迁光谱学。此外，我们还展示了对铷蒸气密度的控制能力：通过调节激活激光器的占空比和功率，可实现瞬态脉冲或准稳态，并表征了温度对池内铷密度的影响。

展望未来，我们设想了多种可利用本方法产生的瞬态铷密度的应用。例如，先前已在光子带隙光纤中研究过类似的瞬态铷密度 [9]，用于电磁诱导透明（EIT）；也在薄蒸气池中研究过 [58]，以探究偶极相互作用。我们进一步预计，这种运行模式对于腔量子电动力学中的单光子源等实验尤其重要；在这类实验中，无论碱金属源的性质如何，原子都会与光子器件的受限模式发生瞬态相互作用 [25, 43, 44]。此外，能够完全消除铷原子的存在，也有利于实验校准和器件的长期运行。另一方面，对于需要或受益于稳定、持续蒸气存在的应用，瞬态铷密度可能并不适用，例如用于激光锁定的频率标准。因此，未来的工作还将着重通过对玻璃进行Al_2O_3, 原子层沉积（ALD），减少铷在玻璃上的吸附；研究表明，这种方法可显著延长蒸气室的使用寿命 [59]。

资助 作者感谢 DARPA SAVaNT 项目通过美国陆军研究办公室合同 W911NF2120106 提供的部分经费支持、芯片上的NIST项目的支持，以及诺斯罗普·格鲁曼提供的种子基金。

致谢 – 作者感谢 Glenn Hol- land 和 Alessandro Restelli 提供实验支持，并感谢 Alan Midgall 提供实验室场地。

利益披露作者声明不存在利益冲突。

数据可用性 本文所呈现结果的底层数据目前尚未公开，但可在合理请求后向作者索取。

附录 A：铷密度的测定

碱金属蒸气数密度（N）是确定各种实验中光学深度的重要参数，在量子光学中也常用于对非线性相互作用进行建模。典型实验会采用克劳修斯-克拉佩龙（CC）定律等蒸气平衡模型，在已知蒸气温度的前提下确定 N。此外，在已知池长度（L）的情况下，也可以通过探测透射光谱并拟合多普勒展宽谱线，轻松提取蒸气密度。

然而，就我们的情况而言，有两个主要原因导致这些常用方法无法提取出可靠的密度。首先，由于铷蒸气具有瞬态特性，且几何结构紧凑，其速度分布尚未得到充分表征，因此无法准确拟合展宽后的谱线。第二个原因与波动的背景信号有关。尽管该信号的绝对功率较低，但仍会产生显著影响。正如正文所述，我们使用高功率（$\approx$ 10mW）解吸激光器。即使采用反向传播配置并进行严格滤波，由于使用高灵敏度光接收器测量仅几纳瓦的探测光，端面反射仍会泄漏到信号中。人们可能会认为可以对解吸激光器产生的背景进行校准，但背反射对透镜光纤耦合十分敏感，而该耦合本身容易受到激活激光器加热效应的扰动。这会导致背景信号发生波动，使得在最长可达 300 s 的测量序列期间获得准确的透射凹陷变得非常困难。

在本附录中，我们提出一种绕过这一问题的方法。简而言之，我们对波导光谱进行归一化，并将 ^{85}Rb 和 ^{87}Rb 的 D2 谱线处透射凹陷之比与 CC 模型进行比较，以推断相应的温度（T）。这些步骤分为两部分，按顺序列于以下小节中。

S-1. 波导光谱的处理

1. 对光谱进行归一化，使透射范围介于 0 和 1 之间，如图所示S1。

2. 找出对应于 $5S_{1/2}$、$F = 1 \rightarrow 5P_{3/2}$ 和 $5S_{1/2}$、$F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}$ 跃迁的 ^{85}Rb，以及$5S_{1/2}$、$F = 1 \rightarrow 5P_{3/2}$ 跃迁的 ^{87}Rb 中的透射凹陷。为方便起见，我们将这些凹陷处的最小透射值分别记为 A、B 和 C，并在图S1中标出。

3. 求出 $R_1 = 1/(1 - A + B)$ 和 $R_2 = 1/(1 - A + C)$ 的值。

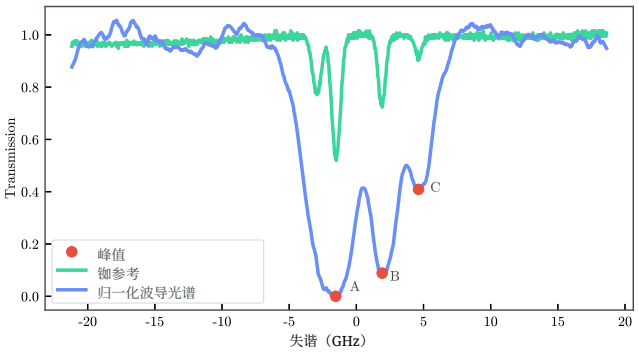

图 S1. 归一化铷透射光谱图
通过波导测得。三个红点显示了与85Rb和87Rb中的超精细跃迁相关的可见凹陷

标记为 A、B 和 C .

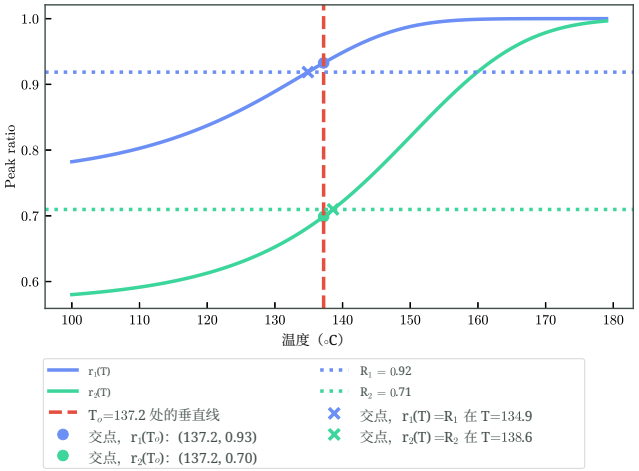

图 S2. 使用 CC 模型生成两条温度依赖曲线，以根据记录的光谱估算等效温度。

S-2. 使用峰值比拟合温度

1. 使用 CC 模型，针对不同温度，分别生成与以下数值类似的量： r_1 和 r_2 这些数值R_1 和 R_2 。它们对应图 S2中的蓝色和绿色曲线。

2. 已知 R_1 和 R_2 由波导光谱（例如图 S1所示）得出的值，求 T，使得 $r_1(T) = R_1$ 且 $r_2(T) = R_2$。可通过在 $y = R_1$和 $y = R_2$ 处绘制水平线，使其与由 CC 模型定义的曲线 r_1 和 r_2相交，从而将其可视化。

3. 接下来，找出使函数$f(T) = \sqrt{(r_1(T) - R_1)^2 + (r_2(T) - R_2)^2}$最小的 $T = T_o$ 。构造一条垂直线可以看出，它使两条曲线的实际值

与 T_o处的目标值之间的总距离最小。

4. T_o 随后使用 CC 模型将其转换为铷蒸气密度。

我们使用这种方法生成了论文图 8 所示的曲线图。如图中的放大插图所示，该方法能够非常准确地捕捉激活激光对器件内铷蒸气相对密度的影响。不过，该方法也存在一些局限性。第一个明显的局限是，三种跃迁都必须呈现幅度超过噪声水平的光谱凹陷。第二个不太明显的局限来自曲线 $r_1(T)$ 和 $r_2(T)$ 对透射深度变化敏感的范围较窄。在较低和较高温度下，$r_1(T)$ 和 $r_2(T)$ 的斜率都会变小，因此透射深度的微小变化会导致温度的大幅变化。这些影响反映在正文图 8 的误差棒大小上。

[1] J. Kitching，“芯片级原子器件”，《应用物理评论》5(3)，031,302 (2018)。网址：https:// doi.org/10.1063/1.5026238。[2]S. M. Spillane、G. S. Pati、K. Salit、M. Hall、P. Kumar、R. G. Beausoleil 和 M. S. Shahriar，“在热铷蒸气中嵌入的锥形光学纳米光纤内观察到超低光强下的非线性光学相互作用”，《物理评论快报》100(23)，233,602 (2008)。出版方：美国物理学会，网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.233602。[3] K. Salit、M. Salit、S. Krishnamurthy、Y. Wang、P. Ku- mar 和 M. S. Shahriar，“在原子蒸气中利用锥形纳米光纤实现基于简并 V 型系统中 Zeno 效应的超低功率光调制”，Optics Ex- press 19(23)，22,874–22,881 (2011)。出版方：Optica 出版集团，网址：https://opg.optica.org/oe/ abstract.cfm?uri=oe-19-23-22874。[4]D. E. Jones、J. D. Franson 和 T. B. Pittman，“利用亚波长直径的锥形光纤在铷蒸气中实现原子跃迁饱和”，《美国光学学会杂志 B》31(8)，1997 (2014)。网址：https://opg.optica.org/josab/ abstract.cfm?uri=josab-31-8-1997。[5] D. E. Jones、J. D. Franson 和 T. B. Pittman，“利用纳米光纤导引光在温热原子蒸气中实现阶梯型电磁诱导透明”，Physical Review A 92(4)，043,806 (2015)。出版方：美国物理学会，网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.92.043806。[6] Z. Song、X. Yue、Y. Luo、H. Li 和 Y. Zhao，“利用锥形光学纳米光纤测量热铯蒸气中的吸收饱和”，《中国光学快报》17(3)，031,901 (2019)。出版方：中国光学学会，网址：https://opg.optica.org/col/abstract.cfm? uri=col-17-3-031901。[7] H. P. Lamsal、J. D. Franson 和 T. B. Pittman，“亚稳态氩中光学纳米光纤的传输特性”，Applied Optics 58(24)，6470–6473 (2019)。出版方：Optica 出版集团，网址：https://opg. optica.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-58-24-6470。[8] R. Finkelstein、G. Winer、D. Z. Koplovich、O. Aren- frid、T. Hoinkes、G. Guendelman、M. Netser、E. Poem、A. Rauschenbeutel、B. Dayan 和 O. Firstenberg，“用于与热原子相干相互作用的超延伸纳米光纤导引场”，Optica 8(2)，208– 215 (2021)。出版方：Optica 出版集团，网址：https://opg.optica.org/optica/abstract.cfm? uri=optica-8-2-208。

[9]S. Ghosh、A. R. Bhagwat、C. K. Renshaw、S. Goh、A. L. Gaeta 和 B. J. Kirby，《光子带隙光纤中铷蒸气的低光强光学相互作用》，《物理评论快报》97(2)，023,603（2006年）。网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.023603。[10] P. Londero、V. Venkataraman、A. R. Bhagwat、A. D. Slepkov 和 A. L. Gaeta，《空芯光子带隙光纤中铷的超低功耗四波混频》，《物理评论快报》103(4)，043,602（2009年）。出版方：美国物理学会，网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.103.043602。[11]A. D. Slepkov、A. R. Bhagwat、V. Venkataraman、P. Londero 和 A. L. Gaeta，《空芯光纤中铷原子的光谱学》，Physical Review A 81(5)，053,825（2010年）。出版方：美国物理学会，网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.81.053825。[12] V. Venkataraman、K. Saha、P. Londero 和 A. L. Gaeta，《光子带隙光纤中的少光子全光调制》，《物理评论快报》107(19)，193,902（2011年）。出版方：美国物理学会，网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.193902。[13] M. R. Sprague、D. G. England、A. Abdolvand、J. Nunn、X.-M. Jin、W. S. Kolthammer、M. Barbieri、B. Rigal、P. S. Michelberger、T. F. M. Champion、P. S. J. Russell 和 I. A. Walmsley，《用于宽带量子存储器的空芯光子晶体光纤中的高效光泵浦和高光学深度》，《新物理学杂志》15(5)，055,013（2013年）。出版方：IOP出版社，网址：https://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/15/5/055013。[14]C. Perrella、P. S. Light、J. D. Anstie、T. M. Stace、F. Benabid 和 A. N. Luiten，《受限几何结构中铷的高分辨率双光子光谱学》，Physical Review A 87(1)，013,818（2013年）。出版方：美国物理学会，网址：https://link. aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.87.013818。[15] P. S. Donvalkar、V. Venkataraman、S. Clemmen、K. Saha 和 A. L. Gaeta，《充铷光子带隙光纤中通过四波混频布拉格散射实现频率转换》，《光学快报》39(6)，1557–1560（2014年）。出版方：Optica 出版集团，网址：https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-39-6-1557。[16]C. Perrella、P. Light、S. A. Vahid、F. Benabid 和 A. Luiten，《充铷波导中的光子-光子相互作用工程》，《物理评论应用》9(4)，044,001（2018年）。出版方：美国物理学会，

物理学会，网址https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.9.044001。[17] H. Schmidt 和 A. Hawkins，《空芯波导中的原子光谱学与量子光学》，《激光与光子学评论》4(6)，720–737（2010年）。电子版：https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/lpor.200900040。URL https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/lpor.200900040. [18] W. Yang, D. B. Conkey, B. Wu, D. Yin, A. R. Hawkins, H. Schmidt，《芯片上的原子光谱学》，《自然·光子学》1(6)，331–335（2007年）。出版商：自然出版集团，URL https://www.nature.com/articles/nphoton.2007.74。[19] B. Wu, J. F. Hulbert, E. J. Lunt, K. Hurd, A. R. Hawkins, H. Schmidt，《通过原子量子态控制实现芯片上的慢光》，《自然·光子学》4(11)，776–779（2010年）。出版商：自然出版集团，URL https://www.nature.com/articles/ nphoton.2010.211。[20] L. Stern, B. Desiatov, I. Goykhman, U. Levy，《原子包层波导中的纳米尺度光–物质相互作用》，《自然·通讯》4(1)，1548（2013年）。出版商：自然出版集团，URL https://www.nature.com/articles/ncomms2554。[21] R. Ritter, N. Gruhler, W. Pernice, H. K¨ubler, T. Pfau, R. L¨ow，《集成光子结构中的原子蒸气光谱学》，《应用物理快报》107(4)，041,101（2015年）。URL https://doi.org/10.1063/1.4927172。[22]L. Stern, B. Desiatov, N. Mazurski, U. Levy，《原子包层波导中的强耦合与高对比度全光调制》，《自然·通讯》8(1)，14,461（2017年）。编号：1；出版商：自然出版集团，URL https://www.nature.com/articles/ncomms14461。[23] R. Ritter, N. Gruhler, H. Dobbertin, H. K¨ubler, S. Scheel, W. Pernice, T. Pfau, R. L¨ow，《将热原子蒸气耦合至狭缝波导》，《物理评论X》8(2)，021,032（2018年）。出版商：美国物理学会，URL https://link.aps.org/doi/10.1103/ PhysRevX.8.021032。[24] R. Zektzer, N. Mazurski, Y. Barash, U. Levy，《用于改善蒸气相干时间和光学频率参考的纳米尺度原子悬空波导》，《自然·光子学》15(10)，772–779（2021年）。出版商：自然出版集团，URL https://www.nature.com/articles/s41566-021-00853-4。[25] R. Zektzer, X. Lu, K. T. Hoang, R. Shrestha, S. Austin, F. Zhou, A. Chanana, G. Holland, D. Westly, P. Lett, A. V. Gorshkov, K. Srinivasan，《集成微谐振器与碱金属原子蒸气之间的强相互作用：迈向单原子、单光子操作》，Optica 11(10)，1376–1384（2024年）。出版商：Optica 出版集团，URL https://opg.optica.org/optica/ abstract.cfm?uri=optica-11-10-1376。[26] F. Davidson-Marquis, J. Gargiulo, E. G´omez-L´opez, B. Jang, T. Kroh, C. M¨uller, M. Ziegler, S. A. Maier, H. K¨ubler, M. A. Schmidt, O. Benson，《原子与约束于光笼中的光束的相干相互作用》，《光：科学与应用》10(1)，114（2021年）。出版商：自然出版集团，URL https:// www.nature.com/articles/s41377-021-00556-z。[27] J. K. S. Poon, A. Govdeli, A. Sharma, X. Mu, F.-D. Chen, T. Xue, T. Liu，《用于可见光和近红外光谱的硅光子学》，《光学与光子学进展》16(1)，1（2024年）。URL https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=aop-16-1-1。[28] E. F. Perez, G. Moille, X. Lu, J. Stone, F. Zhou, K. Srinivasan，《硅芯片上的高性能克尔微谐振器光学参量振荡器》，《自然·通讯》14(1)，242（2023年）。出版商：自然出版集团，URL https://www.nature.com/articles/s41467-022-35746-9。[29] G. Moille, D. Westly, E. F. Perez, M. Metzler, G. Simel- gor, K. Srinivasan，《利用集成埋置式加热器实现空气包层微谐振器频率梳的高效光谱控制》，《APL 光子学》7(12)，126,104（2022年）。URL https://doi.org/10.1063/5.0127466。[30] Z. Zhou, X. Ou, Y. Fang, E. Alkhazraji, R. Xu, Y. Wan, J. E. Bowers，《片上激光器的前景与应用》，eLight 3(1)，1（2023年）。URL https://doi.org/10.1186/s43593-022-00027-x。[31] A. Isichenko, A. S. Hunter, N. Chauhan, J. R. Dickson, T. N. Nunley, J. R. Bingaman, D. A. S. Heim, M. W. Harrington, K. Liu, P. D. Kunz, D. J. Blumenthal，《采用原子稳频光子集成谐振器实现多激光稳频》，（2025 2509 09124）。ArXiv: [ ], 2509 09124 物理学 URL http://arxiv.org/abs/ 。。[32] P. Riley, K. T. Hoang, R. Shrestha, R. Zektzer, D. Westly, K. Srinivasan, M. Hummon，《集成微机电系统–纳米光子学蒸气池中的倏逝光–物质相互作用》，载于 *CLEO 2025 (2025)*, *paper SS117 6* 117 6 ，第SS页（Optica 出版集团，2025年）。URL https://opg.optica.org/abstract.cfm? uri=CLEO_SI-2025-SS117_6。[33]A. Grosman, R. Zektzer, N. Mazurski, L. Stern, U. Levy，《光子集成电路与原子蒸气池的晶圆级集成》，《纳米光子学》（2025年）。出版商：De Gruyter。DOI：10.1515/nanoph- 2025-0500，URL https://www.degruyterbrill.com/document/doi/10.1515/nanoph-2025-0500/html。[34]W. Loh, M. T. Hummon, H. F. Leopardi, T. M. Fortier, F. Quinlan, J. Kitching, S. B. Papp, S. A. Diddams，《利用微加工铷池实现微谐振器布里渊激光稳频》，《光学快报》24(13)，14,513–14,524（2016年）。出版商：Optica 出版集团，URL https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-24-13-14513。[35]Y. Sebbag, A. Naiman, E. Talker, Y. Barash, U. Levy，《纳米光子学原子磁传感器的芯片级集成》，《ACS光子学》8(1)，142–146（2021年）。出版商：美国化学学会，URL https://doi.org/10.1021/acsphotonics.0c01473。[36] P. Knapkiewicz, T. Grzebyk，《用于冷原子光谱学的铷蒸气微机电系统池内动态稳态高真空》，载于 *2019 19th International Conference on Micro and Nanotechnology for Power Generation and Energy Conversion Applications (PowerMEMS)* 1 6 2019 ，第–页（）。URL https://ieeexplore. ieee.org/document/9080303/。[37] R. Han, Z. You, F. Zhang, H. Xue, Y. Ruan，《带反射侧壁的微加工蒸气池，用于芯片级原子传感器》，《微型机械》9(4)，175（2018年）。出版商：多学科数字出版研究所，URL https://www.mdpi.com/2072-666X/9/4/175。[38] M. T. Hummon, S. Kang, D. G. Bopp, Q. Li, D. A. Westly, S. Kim, C. Fredrick, S. A. Diddams, K. Srini-vasan

，V. Aksyuk ，和 J. E. Kitching ，“光子芯片

用于将激光稳频至原子蒸气，稳定度为 10^{-11} in- 的光子芯片，”《Optica》5(4), 443–449 (2018)。出版方：Optica 出版集团，网址 https://opg.optica.org/ optica/abstract.cfm?uri=optica-5-4-443。[39] L. Stern、D. G. Bopp、S. A. Schima、V. N. Maurice 和 J. E. Kitching，“芯片级原子衍射光学元件”，《自然·通讯》10(1), 3156 (2019)。出版方：自然出版集团，网址 https:// www.nature.com/articles/s41467-019-11145-5。[40]V. G. Lucivero、A. Zanoni、G. Corrielli、R. Osellame 和 M. W. Mitchell，“用于芯片级原子传感与光谱学的激光直写蒸气室”，《Optics Express》30(15), 27,149–27,163 (2022)。出版方：Optica 出版集团，网址 https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-30-15-27149。[41] J. Januszewicz、A. P. McWilliam、S. Dyer、J. P. McGilli- gan、P. F. Griffin、E. Riis、E. Di Gaetano、M. Sorel、D. J. Paul 和 K. Gallacher，“采用氮化硅光学相控阵的芯片级原子光谱仪”，《APL 光子学》10(7), 076,104 (2025)。网址 https://doi.org/10.1063/ 5.0273108。[42] H. Alaeian、R. Ritter、M. Basic、R. L¨ow 和 T. Pfau，“基于腔量子电动力学的研究：室温原子与光子晶体腔相互作用的可行性分析”，《应用物理 B》126(2), 25 (2020)。网址 https://doi.org/10.1007/s00340-019-7367-9。[43] S. Austin、D. Devulapalli、K. Hoang、F. Zhou、K. Srinivasan 和 A. V. Gorshkov，“用于量子计算与通信的蒸气-腔量子电动力学系统”，(2025)。ArXiv:2509.19432 [quant-ph], 网址 http://arxiv.org/abs/2509.19432。[44] B. J. Larsen、H. Hensley、G. D. Martinez、A. Staron、W. R. McGehee、J. Kitching 和 J. K. Thompson，“用于产生非经典光的芯片级原子束源”，(2025)。ArXiv:2506.00199 [physics], 网址 http://arxiv.org/abs/2506.00199。[45] P. Riley、R. Shrestha、K. Hoang、K. Srinivasan 和 M. Hummon，“正在准备的手稿”，未发表 (2025)。[46] L. Stern、B. Desiatov、I. Goykhman 和 U. Levy，“原子包覆波导中的倏逝光-物质相互作用”，《自然·通讯》4(1), 1548 (2013)。ArXiv:1204.0393 [physics]，网址 http://arxiv.org/abs/1204.0393。[47]L. Stern、R. Zektzer、N. Mazurski 和 U. Levy，“耦合原子蒸气的芯片级微环谐振器中增强的光-蒸气相互作用及全光开关”，《Laser & Photonics Reviews》10(6), 1016–1022 (2016)。电子版：https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/lpor.201600176，网址 https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/lpor.201600176。[48]A. Skljarow, H. K¨ubler, C. S. Adams, T. Pfau, R. L¨ow, and H. Alaeian，“纳米结构中的珀塞尔增强偶极相互作用”，Physical Review Re- search 4(2), 023,073 (2022)。出版商：美国物理学会，网址 https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevResearch.4.023073。[49] S. E. McBride, C. M. Gentry, C. Holland, C. Bellew, K. R. Moore, and A. Braun，“演示了使用与超高真空封装壳体阳极键合的光子集成电路进行原子探测，以实现无环氧树脂、可扩展的量子传感器”，Optica Quantum 3(1), 22–27 (2025)。出版商：Optica 出版集团，网址 https://opg.optica.org/opticaq/abstract.cfm?uri=opticaq-3-1-22。[50] A. Douahi, L. Nieradko, J. Beugnot, J. Dziuban, H. Maillote, S. Gu´erandel, M. Moraja, C. Gorecki, and V. Giordano，“用于芯片级原子频率标准的蒸气微型池”，Electronics Letters 43(5), 279–280 (2007)。出版商：英国工程技术学会，网址 https://digital-library.theiet.org/doi/10.1049/el%3A20070147。[51] M. S. Giridhar, M. M. Nandakishor, A. Dahake, P. Tiwari, A. Jambhalikar, J. John, and S. P. Karanth，“用于微型原子共振器件应用的微机电系统铷原子蒸气池”，ISSS微型与智能系统期刊 11(2), 427–434 (2022)。网址 https://doi.org/10.1007/s41683-022-00098-5。[52] S. Jia, Z. Jiang, B. Jiao, X. Liu, Y. Pan, Z. Song, and J. Qu，“用于芯片级原子钟的高气密性微加工碱金属蒸气池”，Applied Sciences 12(1), 436 (2022)。编号：1，出版商：Multidisciplinary Digital Publishing Institute，网址 https: // www.mdpi.com/2076-3417/12/1/436。[53] J. Ma, A. Kishinevski, Y.-Y. Jau, C. Reuter, and W. Happer，“铷蒸气对玻璃池壁的改性”，Physical Review A 79(4), 042,905 (2009)。出版商：美国物理学会，网址 https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.79.042905。[54] A. K. Burnham，“用逻辑斯蒂方程对化学动力学建模的应用与误用”，Journal of Thermal Analysis and Calorimetry 127(1), 1107–1116 (2017)。公司：施普林格，发行商：施普林格，机构：施普林格，标签：施普林格，出版商：施普林格荷兰，网址 https://link.springer.com/article/10.1007/s10973-015-4879-3。[55]Gianni Di Domenico and Antoine Weis，“碱金属的蒸气压与密度”，(2011)。网址 http://demonstrations.wolfram.com/VaporPressureAndDensityOfAlkaliMetals/。[56]M. Lai, J. D. Franson, and T. B. Pittman，“铷蒸气中锥形光纤的传输退化与保持”，Applied Optics 52(12), 2595–2601 (2013)。出版商：Optica 出版集团，网址 https://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-52-12-2595。[57]A. R. Bhagwat，“光子带隙光纤中与铷蒸气的低光强光学相互作用”，博士论文，康奈尔大学 (2010)。[58] F. Christaller, M. M¨ausezahl, F. Moumtsilis, A. Belz, H. K¨ubler, H. Alaeian, C. S. Adams, R. L¨ow, and T. Pfau，“薄层蒸气池中的瞬态密度诱导偶极相互作用”，《物理评论快报》128(17), 173,401 (2022)。网址 https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.128.173401。[59] S. Woetzel, F. Talkenberg, T. Scholtes, R. IJsselsteijn, V. Schultze, and H.-G. Meyer，“通过原子层沉积壁面涂层提高微加工碱金属蒸气池的寿命”，Surface and Coatings Technology 221, 158–162 (2013)。网址 https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0257897213001217。