arXiv:2302.07639v1 [physics.atom-ph] 15 Feb 2023

使用基于光纤的脉冲激光烧蚀的紧凑型原子源

A. Osada东京大学科学研究科（*KIS*），日本东京目黑区，邮编*153-8902*；日本科学技术振兴机构 *PRESTO* 项目，埼玉县川口市

R. Tamaki、W. Lin 和 I. Nakamura东京大学科学研究科（*KIS*），日本东京目黑区，邮编*153-8902*

A. Noguchi东京大学科学研究科（*KIS*），日本东京目黑区，邮编*153-8902*；日本科学技术振兴机构 *PRESTO* 项目，埼玉县川口市；理化学研究所量子计算中心（*RQC*），日本埼玉县和光市，邮编*351–0198*；稻盛科学研究所（*InaRIS*），日本京都府京都市，邮编*600-8411*(*alto@g.ecc.u-tokyo.ac.jp)（日期：2023年2月16日）

我们设计、演示并表征了一种基于光纤的脉冲激光烧蚀原子源。通过使用市售微型透镜系统，将经由纤芯直径为 105 μm 的多模光纤传输、能量高达 225 μJ 的纳秒脉冲激光聚焦，我们成功烧蚀了 $SrTiO_3$ 靶，并产生了中性锶原子束；不过，我们的方法也适用于其他含有目标材料的透明烧蚀靶。我们的装置可经受 6 000 次脉冲传输和照射循环，光纤端面和透镜均未出现明显损伤。我们采用光谱学方法表征了产生的锶原子束，结果表明其横向温度为 800 K，纵向速度为 2 300 m/s，这些参数是基于脉冲激光烧蚀的原子源的典型值。估计单个烧蚀脉冲产生的原子数为 2×10^5。我们的装置是一种紧凑、低温兼容的光纤尾纤化原子源，具有更小的设备占地面积，并可降低真空系统的复杂性，从而进一步推动冷原子实验的发展。它也可能在原子与分子科学领域找到有趣的应用。

冷原子量子技术已发展成为多种科学研究的平台，例如量子计算 [1, 2], 量子网络 [3–5], 量子传感 [6–8]以及量子模拟 [9, 10], , 其进展近来也逐渐推动这一领域走向工程化。在大多数此类尝试中，原子或离子被隔离在压力范围为10^{-8}–10^{-10} Pa 的超高真空（UHV）环境中，因此，如何生成和操控原子与离子，同时不损害超高真空环境，

是冷原子实验保持稳定性和可重复性的关键。就原子和离子的生成而言，这一过程很可能是唯一会对环境造成显著影响的步骤。传统的原子生成方法是使用原子炉，通过电阻加热金属丝，从金属或化合物中生成原子蒸气 [11]。这种原子炉或分配器相对容易实现，但会产生过量的原子蒸气和不可忽略的热量；对于饱和蒸气压较低的材料，这两个问题尤为突出，也是实现长俘获寿命和长期稳定性的主要障碍。

激光烧蚀或激光诱导加热作为一种替代方法，已被研究数十年，并成功应用于 Sr 和 Yb 等原子种类的中性原子实验 [12, 13], 和 $^{40}Ca^+$ [14], $^{9}Be^+$ [15], $^{88}Sr^+$ [16], $^{174}Yb^+$ [17] 以及其他离子 [18, 19] 的离子阱实验。将其与光电离结合，甚至可用于产生低能电子 [20]。脉冲激光烧蚀的优点在于，使用聚焦的纳秒激光脉冲时，热量产生的区域局部且持续时间仅为纳秒级，因此，它甚至兼容在低温环境中进行离子囚禁 [21, 22] ，而这在研发离子阱量子计算机的过程中正变得越来越重要。此外，正如我们先前的工作所示，单个离子的装载成功率可达 82 % [23]。其缺点之一是，必须在真空装置中对靶材照射强脉冲激光，同时还要在密集环绕真空罩的现有激光冷却光学器件中增设光学元件。因此，真空装置需要额外维护，而且光学平台上新增的占用空间也不容忽视。

本文通过简单地将经多模光纤传输并聚焦的纳秒 YAG激光脉冲照射到目标上，解决了这一问题

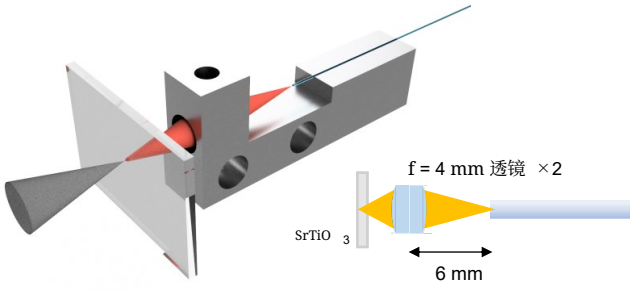

图 1. 我们的原子源示意图。多模光纤和聚焦透镜组固定在铝块上。透镜组由两个焦距为 4 mm 的透镜组成，放置在距多模光纤解理端面 ∼6 mm 处。一块厚度为 0.5 mm 的 $SrTiO_3$ 薄片放在焦点处，以便由脉冲激光烧蚀。

并构建了一种紧凑型光纤尾纤耦合脉冲激光烧蚀原子源。该装置由多模光纤、聚焦透镜和烧蚀靶组成，光纤和透镜安装在同一铝块上。除光纤尾纤外，装置占地尺寸约为宽数毫米、高数毫米、长不足 20 毫米。通过烧蚀 $SrTiO_3$ 靶，并观测共振荧光，我们证实该装置能够产生锶原子。此外，通过分析共振荧光的行为，可以推断装置的特性，例如所产生锶原子束流的速度、温度和原子数。本研究实现的原子源不仅适用于冷原子实验，尤其是离子阱实验，也适用于其他需要紧凑、模块化、兼容低温且采用脉冲束流源的材料科学实验。

总体而言，我们的原子源由一根光纤和商用微型透镜构成，两者均安装在同一块铝块上，烧蚀靶则置于输出激光束的焦点处。本文中，激光烧蚀的靶材为 $SrTiO_3$，预计锶原子将从中喷射而出。图 1 展示了本装置的示意图。考虑到该装置将在超高真空环境中使用，所有组件均通过螺钉固定，或使用 TorrSeal 粘接，以适用于 10^{-8} Pa 或更低的压力。

先前的研究 [23], 表明，$SrTiO_3$ 的脉冲激光烧蚀可通过纳秒脉冲 Nd:YAG激光器实现，所需能量密度为 4 J/cm^2，对应的脉冲能量低于 200 μJ，且只需对光束进行适度聚焦。首先，我们所用装置中的光纤不应因受到此类激光脉冲照射而受损。Cao等人 [24] 和 Nieto 等人 [25]研究了熔融石英（最广泛使用的光纤材料之一）的激光诱导损伤阈值，报告的数值超过 800 J/cm^2。幸运的是，这一数值远高于 $SrTiO_3$, 的损伤阈值，因此必然存在某些条件，使 $SrTiO_3$ 能够被烧蚀而光纤不会受损，无需将烧蚀激光紧密聚焦在靶材上。我们确认，波长为 1064 nm、脉宽为 10 ns、脉冲能量低于 300 μJ 的激光可传输 6 000 多次而不会发生降

在芯径大于 50 μm 的多模光纤中，耦合效率约为 80%；而单模光纤和芯径为 25 μm 的多模光纤会逐渐受损。在这种条件下，脉冲经光纤传输后，未检测到脉冲宽度发生变化。综合考虑长期耐用性和预期脉冲能量密度，本文全文采用芯径为 105 μm 的多模光纤。

光纤被切割并粘接到铝块上（见图 1），在铝块上安装了两个直径为 2 mm、焦距为 4 mm 的平凸透镜，透镜距离光纤切割端 6 mm，见图 1 插图。在此配置下，透射的激光脉冲聚焦于距透镜 ~3 mm处，烧蚀靶放置于该处；尽管光纤出射端之后的透镜系统应作为放大倍率为 0.5 的缩小光学系统，但球差使得

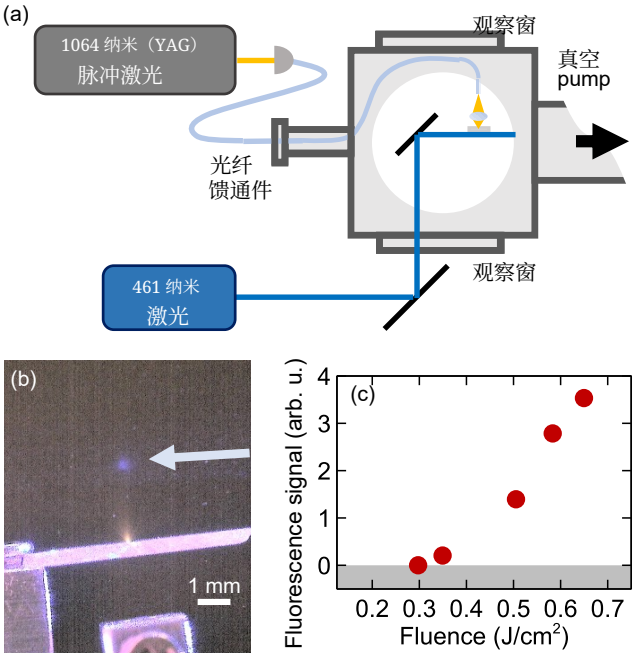

图 2. 使用我们的装置展示锶的生成。(a) 实验装置。波长为 1064 nm 的纳秒脉冲激光器耦合至芯径为 105 μm 的光纤中，光纤原子源通过光纤馈通件置于真空罩内。连续波 461 纳米波长激光经由其中一个观察窗导入真空罩，以驱动所生成中性锶原子的 $^1S_0$-$^1P_1$ 跃迁。随后，使用数值孔径为 ~ 0.05 的成像系统，通过另一个观察窗观测荧光。(b) 观测到的激光烧蚀及随后产生的锶原子荧光。(c) 不同脉冲能量密度下的荧光积分计数。将八次烧蚀事件的结果累加，并对每个数据点的荧光信号进行积分。扣除了对应于 ~0.3 J/cm^2 荧光计数的背景水平。

光斑尺寸扩展至约 200 μm。晶体 $SrTiO_3$ 在 1064 nm 波长处具有很高的透明度，有趣的是，脉冲激光烧蚀不仅可以发生在入射表面，也可以发生在出射表面。由于焦距较短，与厚度为 0.5 mm 的 $SrTiO_3$ 相当，因此我们可以选择要烧蚀的表面。在此，我们放置 $SrTiO_3$ 样品，使其只有出射表面被烧蚀；这种配置可最大限度地减少不必要的材料沉积到透镜上，并便于构建粒子过滤器，例如金属网或针孔，以消除烧蚀过程中产生的不必要带电粒子。

为证明我们的装置确实能够产生锶原子，我们搭建了图 2(a) 所示的实验装置。脉冲能量为 < 300 μJ 的 1064 纳米波长纳秒脉冲激光器耦合至一根 105 μm 芯光纤，并通过光纤馈通件送入真空罩。光纤原子源置于压力为 ~ 4×10^{-4} Pa 的真空罩内。我们再次指出，整个光纤烧蚀系统由金属块、螺钉和兼容超高真空的胶粘剂构成，因此可牢固安装在超高真空环境中，并可在 400 K 下烘烤。

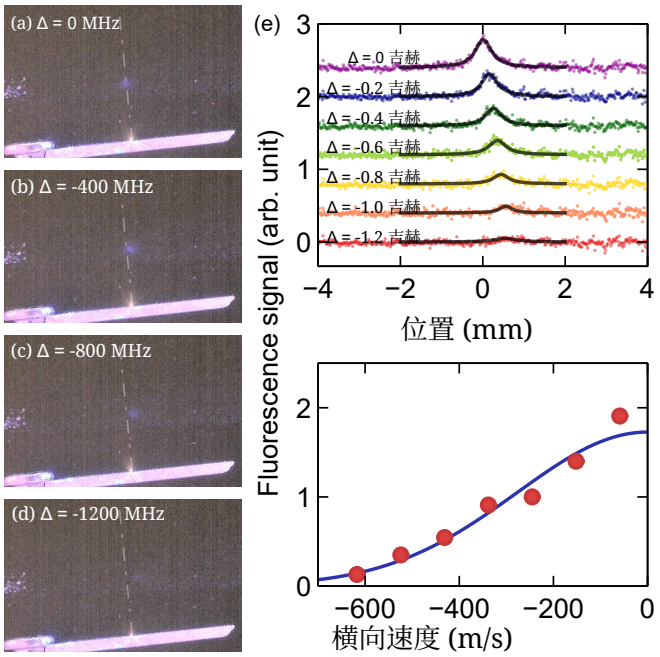

图 3. 使用我们的设备通过脉冲激光烧蚀产生的原子束的表征。(a-d) 不同失谐量下的荧光图像，具体数值标示于各图中：$\Delta = f_{\text{laser}} - f_0$。与 $SrTiO_3$ 表面垂直的点划线作为视觉参考。(e) 当 $\Delta = 0$ 吉赫（紫色）、-0.2 吉赫（蓝色）、-0.4 吉赫（绿色）、-0.6 吉赫（浅绿色）、-0.8 吉赫（黄色）、-1.0 吉赫（橙色）和 -1.2 吉赫（红色）时，荧光信号的横向分布（自上而下）。黑色实线为洛伦兹拟合。(f) 横向速度分布。红色数据点表示积分荧光信号，其中失谐量被重新解释为速度。蓝色曲线为高斯拟合，据此估算原子束的横向温度为 800 K。

连续波 461 纳米波长激光通过一个观察窗导入真空罩，用于驱动所生成中性锶原子的 $^1S_0$-$^1P_1$ 跃迁。激光功率为 12 mW，光束直径为 0.14 mm，因此激光强度远高于饱和强度 $I_{\text{sat}} = 43\ \text{mW/cm}^2$。荧光由数值孔径为 ~ 0.05 的成像系统通过另一个观察窗进行观测，该观察窗未在图 2(a) 中显示。

图 2(b) 展示了一张典型的光学显微图像，表明我们的装置成功产生了锶原子。烧蚀激光从底部输入，并由安装在下方铝块中的透镜聚焦。随后，烧蚀激光穿过 $SrTiO_3$ 基底；将出射表面对准烧蚀激光的焦点后，靶材表面便会被烧蚀，可见一道明亮的白色闪光。在 461纳米波长激光经过的位置，可以观察到蓝色荧光；此时激光频率调谐至 650503.8 吉赫，几乎与中性锶原子的 $^1S_0$-$^1P_1$ 跃迁共振。图像采集时间设为 4 秒，烧蚀脉冲以 2 赫兹的频率触发，因此累积 8 张图像，得到此处所示的一张荧光图像。

作为器件表征，我们首先检查了阈值——激光烧蚀的行为，方法是改变脉冲能量，从而改变脉冲能量密度。图 2(c) 绘出了不同脉冲能量密度下观测到的锶荧光信号。为便于观察，已扣除背景信号水平（灰色阴影区域的顶部）。在我们的实验装置中，当能量密度约为 0.4 J/cm^2 时，可以观测到荧光。

接下来，我们对实验中产生的锶原子束进行表征，重点考察其横向温度和纵向速度。这里将纵向方向定义为原子最可能被喷射的方向，而横向方向则与纵向方向垂直。由于纳秒脉冲激光烧蚀主要依赖靶材表面的光吸收和加热，因此可以稳妥地假设纵向方向与靶材表面的法线方向一致。在接下来的分析中，我们假设原子从发生烧蚀的位置喷出，并作弹道运动；较低的真空压力使这一假设合理。为研究上述量，我们将激光频率f_{laser} 调至多普勒展宽共振中心频率$f_0 = 650503.8$ 吉赫以下的红失谐处，并考察荧光光斑随失谐量 $\Delta = f_{\text{laser}} - f_0$的变化。结果如图 3(a-d) 所示，显微镜图像中可以看到荧光光斑的位移。图 3(e) 上图展示了不同失谐量下荧光信号的横向分布（彩色点）及洛伦兹拟合结果（深灰线），右侧标出了对应的失谐量，并进行了垂直偏移以便观察。横轴表示横向位置，原点设在 $\Delta = 0$ 吉赫处荧光信号的峰值位置。这些空间位移归因于原子的横向速度$v_\perp$ 产生的多普勒效应；该速度垂直于靶材表面的法线方向，而大部分烧蚀羽流沿此法线方向喷出。失谐量 Δ 可通过$v_\perp$ 与 $f_{\text{laser}} v_\perp / c$ 的关系直接转换为$v_\perp$，其中c 为光速。通过累积荧光计数，我们可以绘制速度分布，如图 3(f) 下图中的红点所示。假设速度服从热分布后，我们用高斯分布拟合数据，估算得到原子束的横向温度为 800 K。

此外，将根据 Δ 以及图 3(e) 中横向位置的偏移推导出的速度结合起来，可以估算原子到达探测位置所需的时间。该时间以及探测到的原子的纵向位置得出纵向速度$v_\parallel$，这是原子束沿其方向运动的典型速度。到达探测位置所需的时间约为 1.1 μs，在此期间原子垂直于 $SrTiO_3$表面移动了 2.4 mm。根据这些数值，我们可以估算纵向速度为$v_\parallel = 2.3 \times 10^3\ \text{m/s}$。

作为进一步的表征，我们按如下方式粗略估算单个烧蚀事件探测到的原子数。我们对前文图 2(b) 所示的荧光信号进行积分，并通过使用弱相干激光校准显微镜系统的灵敏度，推 ded 出锶原子发射的光子数。由于中性锶的 $^1S_0$-$^1P_1$ 跃迁的自然线宽为

$2\pi \times 33$ 兆赫，并且被强激光功率展宽，受照射锶原子的寿命为 76 ps。此类原子以$v_{\|} = 2.3 \times 10^3$ 米/秒的速度通过光束直径为 480 μ米的光束时，可经历 2 800 个跃迁周期。最后一个因素是显微镜系统的收集效率 $\sim 6 \times 10^{-4}$，其可根据约 0.05 的数值孔径直接计算得到。综合这些因素后，估算得到单个烧蚀脉冲探测到的锶原子数为 2×10^5，此时能量密度约为 0.64 J/cm^2，频率为 $\Delta = 0$ 吉赫。

总之，我们设计、展示并表征了一种基于脉冲激光烧蚀的光纤原子源。我们使用市售的微型透镜系统，将通过芯径为 105 μm 的多模光纤传输、能量高达 225 μJ 的纳秒脉冲激光聚焦，成功烧蚀了 $SrTiO_3$ 靶，并产生了中性锶原子束；我们的方法也可应用于含有相关材料的其他透明烧蚀靶，适用于相关领域。我们的装置经受了 6 000 次烧蚀事件，光纤端面和透镜均未出现明显损伤。产生的锶原子束横向温度为 800 K，纵向速度为 2 300 m/s，这些参数是脉冲激光烧蚀原子源的典型特征。单次烧蚀脉冲检测到的原子数估计为 2×10^5，这不仅足以用于离子阱实验，也可能适用于使用中性原子的光谱学和干涉实验。我们的装置提供了一种紧凑、低温兼容的光纤尾纤化原子源，在真空罩内占用空间小，并降低了真空系统的复杂性，从而进一步推动冷原子实验的发展。它也可能在原子与分子科学领域找到有趣的应用，尤其是需要将低温兼容的小型原子源和/或离子源与粒子过滤器结合使用的场景。

本工作得到 JST PRESTO（资助编号：JPMJPR1904）和 JST Moonshot R&D（资助编号：JPMJMS2063-5-2）项目的支持。

[1] J. I. Cirac 和 P. Zoller，Phys. Rev. Lett. **74**, 4091 (1995). [2] K. R. Brown、J. Kim 和 C. Monroe，npj Quantum Information **2**, 1 (2016). [3] S. C. Connell、M. Ghadimi、V. Blums、B. G. Norton、P. Fisher、J. M. Amini、C. Volin、H. Hayden、C. S. Pai、D. Kielpinski、M. Lobino 和 E. W. Streed，载于 *Frontiers in Optics 2017*（美国光学学会，2017）第 FM3E.5 页。[4] Matthias Keller、Birgit Lange、Kazuhiro Hayasaka、Wolfgang Lange 和 Herbert Walther，Nature **431**, 1075 (2004). [5] J. Schupp、V. Krcmarsky、V. Krutyanskiy、M. Meraner、T. E. Northup 和 B. P. Lanyon，PRX Quantum **2**, 020331 (2021). [6] H. G. Dehmelt，IEEE Trans. Instrum. Meas. **IM-31**, 83 (1982). [7] E. A. Burt、J. D. Prestage、R. L. Tjoelker、D. G. Enzer、D. Kuang、D. W. Murphy、D. E. Robison、J. M. Seubert、R. T. Wang 和 T. A. Ely，Nature **595**, 43 (2021). [8] S. M. Brewer、J.-S. Chen、A. M. Hankin、E. R. Clements、C. W. Chou、D. J. Wineland、D. B. Hume 和 D. R. Leibrandt，Phys. Rev. Lett. **123**, 033201 (2019). [9] I. M. Georgescu、S. Ashhab 和 F. Nori，Rev. Mod. Phys. **86**, 153 2014( ). [10] M. Greiner、O. Mandel、T. Esslinger、T. W. Hänsch 和 I. Bloch，Nature **415**, 39 (2002). [11] M. Schioppo、N. Poli、M. Prevedelli、S. Falke、C. Lisdat、U. Sterr 和 G. M. Tino，Rev. Sci. Instrum. **83**, 103101 (2012). [12] M. Yasuda、T. Tanabe、T. Kobayashi、D. Akamatsu、T. Sato 和 A. Hatakeyama，J. Phys. Soc. Jpn. **86**, 125001 (2017).

[13] C. C. Hsu、R. Larue、C. C. Kwong 和 D. Wilkowski，《科学报告》**12**, 868 (2022). [14] H. Shao、M. Wang、M. Zeng、H. Guan 和 K. Gao，《物理学通信》 **2**, 095019 (2018). [15] M. Sameed 、 D. Maxwell 和 N. Madsen，《新物理学杂志》**22**, 013009 2020( ). [16] D. R. Leibrandt、R. J. Clark、J. Labaziewicz、P. Antohi、W. Bakr、K. R. Brown 和 I. L. Chuang，《物理评论A》**76**, 055403 (2007). [17] G. Vrijsen、Y. Aikyo、R. F. Spivey、I. V. Inlek 和 J. Kim，《光学快报》**27**, 33907 (2019). [18] M. Piotrowski、J. Scarabel、M. Lobino、E. Streed 和 S. Gense- mer，OSA Continuum，OSAC **3**, 2210 (2020). [19] S. Olmschenk 和 P. Becker，《应用物理B》**123**, 99 (2017). [20] A. Osada、K. Taniguchi、M. Shigefuji 和 A. Noguchi，《物理评论研究》**4**, 033245 (2022). [21] M. Niemann、T. Meiners、J. Mielke、M. J. Borchert、J. M. Cornejo、S. Ulmer 和 C. Ospelkaus，《测量科学与技术》**31**, 035003 2019( ). [22] T. Dubielzig、S. Halama、H. Hahn、G. Zarantonello、M. Nie- mann、A. Bautista-Salvador 和 C. Ospelkaus，Rev. Sci. In- strum. **92**, 043201 (2021). [23] A. Osada 和 A. Noguchi，《物理学通信》**6**, 015007 (2022). [24] M. Cao、J. Cao、M. Liu、Y. Sun、M. Wu、S. Guo 和 S. Gao，《应用物理学杂志》**123**, 135105 (2018). [25] D. Nieto、J. Arines、G. M. O'Connor 和 M. T. Flores-Arias，《应用光学》**54**, 8596 (2015).