迈向基于离子的泵浦-探测实验：由冷却超音速气体束产生18皮秒千电子伏特 Ne^+ 离子脉冲

L. Kalkhoff, [a] A. Golombek、M. Schleberger、K. Sokolowski-Tinten、A. Wucher 和 L. Breuer[b] *University of Duisburg Essen, Physics Department and CENIDE, Lotharstr. 1, 47057 Duisburg, Germany*（日期：2023年3月3日）

迄今为止，离子撞击固体表面所触发的动力学过程主要通过理论建模或计算机模拟进行探索。结果表明，离子与固体相互作用所触发的微观非平衡弛豫过程发生在（亚）皮秒时间尺度上。因此，对这些动力学过程进行合适的实验研究，需要采用具有适当时间分辨率的泵浦-探测方法。近期实验已成功将稀有气体原子的激光光电离与 Wiley-MacLaren 离子聚束器结合起来，获得窄至 $t_{ion} = 180$ 皮秒的到达时间分布。在此，我们展示了通过将温度为 $T_{atoms} \simeq 300$ K 的气体替换为温度为 $T_{atoms} \simeq 4$ K 的冷却稀有气体原子超声速束，可以显著改进这一实验装置。对所测单个 Ne^+离子到达时间的详细分析表明，这些离子的动能为4千电子伏特，而通过该技术可将到达时间抖动降低至（18 ±4）皮秒。这为开展时间分辨率达到皮秒范围的千电子伏特离子泵浦-探测实验打开了大门。

关键词：离子脉冲、离子-固体相互作用、亚纳秒

arXiv:2303.01399v1 [physics.atom-ph] 2 Mar 2023

I. 引言：

离子辐照在固体物理学、工业应用和医疗治疗中发挥着重要作用。例如，通过离子注入对半导体进行掺杂[1–3]、制造纳米尺度表面[4–6]、在 MoS_2 或氧化石墨烯[7–9]等二维系统中塑造纳米孔、分析锂离子电池中的界面层[10], ，以及对癌症进行放射治疗[11–13]。

尽管离子束应用广泛，但我们对其底层相互作用机制的理解仍不完整。迄今为止，关于离子与固体相互作用的研究基本局限于观测离子撞击所引发动态过程的最终状态。迄今只有少数研究尝试采用原位光谱学来考察这些过程。例如，Herder[14] 和 Skopinski[15], 使用二次离子/中性粒子质谱法测定溅射粒子的速度分布。两者都发现了热驱动机制的迹象，但这些实验同样针对的是相互作用过程较末期发生的过程，因此仍难以解释。由于离子-固体动力学尚无法通过实验进行观测，因此对其的研究完全依赖计算机模拟和理论方法。这些模型得出的结论是，大多数相互作用发生的时间范围不到几皮秒[16–18]。因此，实验上的挑战在于对离子撞击引发的动力学过程进行时间分辨观测，例如粒子发射和离子形成。

迄今为止，离子撞击后固体内部发生的过程尚无法直接观测，因为实验方法需要进行泵浦-探测脉冲[19]实验，时间

[a]电子邮箱：lukas.kalkhoff@uni-due.de[b]电子邮箱：lars.breuer@uni-due.de

分辨率达到几十皮秒或更短[20]。实现此类实验极具吸引力，目前已有多个研究团队正朝这一方向努力（例如参见[21]）。然而，如今脉冲宽度短至阿秒范围的光脉冲已可常规产生[22,23]，，而千电子伏特离子脉冲的持续时间却只能做到略低于 1 纳秒[24]。这一神奇障碍 ≈ 1 纳秒源于中性粒子的初始动能分布（若由气体产生，即其温度），以及离子产生后空间电荷效应造成的展宽。

在首次尝试提高时间分辨率时，我们成功将单能量2千电子伏特氩离子的到达时间抖动降低至180 ps[25]以下。我们的方法基于这样一种思路：使用飞秒激光器从中性气体体积中产生离子，并在离子光学聚束器中使其聚束，正如 Breuers 等人[26]所报告的那样。

为了建立时间分辨率更高、达到几皮秒量级的泵浦-探测实验，模拟[27,28] 表明，必须在电离前冷却中性气体。本文通过实验验证了这一方法，展示了单个千电子伏特离子的到达时间分布宽度可达到10皮秒量级。为此，我们改造了此前的实验，在改进后的可调聚束器实验装置中，加入一束与飞秒激光脉冲交叉的几何冷却超声速束。此外，由于氩在低温下容易形成由多个原子组成的团簇，我们改用更适合此应用的氖。正如我们将在下文讨论的，这束超声速束的垂直温度为 $T_\perp = 3.6$ K，因此单能量 Ne 离子脉冲的到达时间抖动达到了创纪录的低值，即半高全宽（FWHM）为（18 ± 4）ps。请注意，为简便起见，以下将到达时间分布的宽度称为（有效）离子脉冲持续时间。这一说法基于我们近期理论分析[27]的结果。通过同时考虑到达时间抖动和空间电荷效应，我们证明，采用我们的冷却方法，应该能够产生包含多达100个离子的短脉冲。

II. 实验装置

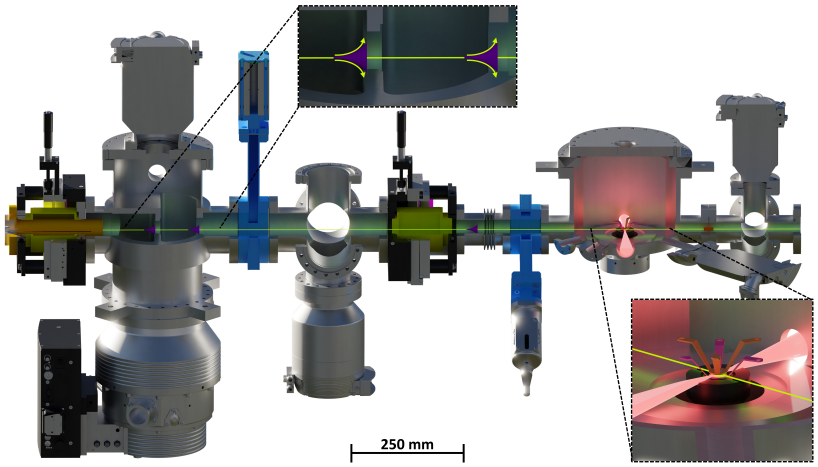


图1. 用于产生几何冷却超声速束和皮秒离子脉冲的腔体系统三维渲染图。左侧膨胀腔中的超声波喷嘴产生超声速束（绿色），并使其依次通过三个撇渣器，如上方插图所示。超声速束与离子聚束器内标记为红色的激光束交叉时（另见图1），具有非零垂直于束轴速度分量的气体原子（绿色箭头）会在电离前被截去，如右下方插图所示。

离子脉冲产生的基本概念包括利用

激光束对原子进行光电离，随后将其加速至靶。泵浦-探测类实验中可实现的时间分辨率（有效离子脉冲持续时间）的主要限制因素，是由于电离体积内离子的初始速度分布不同，导致各个离子到达靶的到达时间存在差异。离子沿引出轴方向的初始速度不同（例如由热展宽引起）会导致不同的飞行时间，从而形成较宽的到达时间分布，即较长的有效脉冲持续时间。要实现低于50皮秒的离子脉冲宽度，必须对气体进行冷却[27]。因此，我们在 3×10^{-8} mbar的超高真空（UHV）腔室中配备了一段长1.4米的区域，在此产生几何冷却的中性原子束，如图1所示。

从超声速气阀（Amsterdam Piezo Valve，MassSpecpecD BV）开始，在第一个超高真空腔室（即膨胀腔）中，由压力为2 bar的氖（Ne）储气源产生超声速束。该束可以采用类似直流的方式或脉冲模式形成，以调节气体密度。在超高真空条件下发生超声速气体膨胀时[29]，，在距离喷嘴一定距离处，原子之间不再相互作用，因此这些原子的运动轨迹会被冻结。这个距离称为冻结平面，由骤冻模型描述[30–32]。因此，可在冻结平面后方用所谓的撇渣器截去垂直于超声速束轴速度分量较大的气体原子，如图1上方插图所示。超声速束穿过这些撇渣器的针孔，具有非零垂直速度分量的气体原子会被剥离，如绿色箭头所示。在本实验装置中，我们在膨胀腔内使用两个带1.5 mm针孔的撇渣器，并在电离腔前使用一个带1 mm针孔的撇渣器。

为使整个系统达到超高真空条件，膨胀腔由一台 Leybold MAG Integra 涡轮分子泵（TMP）抽气，抽速为 1000 l s；第二腔室和第三腔室各配备一台 Leybold TurboVac 350 iX 涡轮分子泵，抽速为 360 l s。随后，超声速束被引入束流收集腔，该腔室设有狭窄开口，以减少未电离原子反向散射的影响。

在电离腔内，超声速束随后与一束垂直的激光束相交；这束激光由离轴抛物面镜（$f = 101.6$ mm）聚焦在超声速气束中心，光斑尺寸缩小至 $10\ \mu$m（半高全宽）。所用激光波长为 800 纳米，来自一套台式激光系统（Coherent Legend Elite），该系统以 1 kHz 的重复频率输出 50 fs 激光脉冲。超声速束中的中性原子

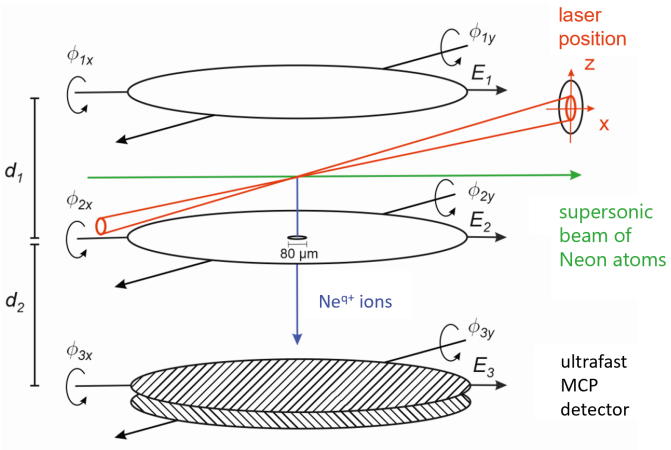


图 2. 离子聚束器示意图。激光（红色）聚焦于氖超声速束（绿色）的中心，位于两个电极 E_1 和 E_2 之间，二者间距为 d_1。两极板之间的电场将离子加速至 E_2中的针孔，因此离子沿 d_2 的距离飞向超快微通道板探测器。聚束器的每个组件都可独立调节高度，并可相对于氖超声速束旋转 ϕ_x 和 ϕ_y，以实现最佳对准[33]

由于激光焦点处的电磁场强度很高（$\approx 10^{16}$ W/cm^2），这些原子通过隧穿电离而电离。在这种条件下，气体原子的库仑势会发生显著弯曲，使电子能够隧穿势垒。克尔迪什参数 γ 表明发生这种隧穿电离过程的可能性。当 $\gamma << 1$时，更可能发生隧穿电离；当 $\gamma >> 1$ 时，电离则由多光子吸收引起[34]。对于我们采用 Ne^+ 离子的实验装置，该参数为 $\gamma = \sqrt{IP/2U_p} = 0.53$；电离势（$IP$）为 14.53 eV， U_p 为所用激光场中电子的有质动力势。因此，在 $\gamma < 1$的情况下，隧穿电离是本实验中的主导过程[35]。一块 $\lambda/2$ 板与薄膜偏振器配合使用，可在激光进入腔室前调节激光强度。

激光与超声速束的交点位于一种称为离子聚束器的电极排列之间，见图 2。电极 E_1 和 E_2 相对于地的电势差可设为 (0 -10) 千伏，离子将向电极 E_2加速。 E_2 中心的一个小孔直径为 80 μm，可用于提取离子。随后，离子穿过无场区域，前往微通道板（微通道板）探测器（Photonis Gen2 飞行时间探测器）。该微通道板专为实现高时间分辨率而设计，其入射角较小，为 $12°$ ，且单个通道的开口缩小至 2 μm。这种三电极实验装置也称为 Wiley-McLaren 构型[36]，，在我们的装置中，第三个电极是微通道板探测器的前表面。由于 E_2 与微通道板前表面之间存在无场区域，在 $z_0 = \frac{d_2}{2}$ 处产生的离子的总飞行时间为：

$$t = \sqrt{\frac{md_1}{qe\Delta\varphi}} \cdot \left(\sqrt{2z_0} + \frac{d_2}{\sqrt{2z_0}} \right) \tag{1}$$

其中， m 是离子的质量， q 是电荷态， e 是元电荷。 $\Delta\varphi$ 是两个电极 E_1 和 E_2之间的总电势差。激光焦点内形成的不同初始位置现在将被聚束至时间聚焦位置，使所有离子都在完全相同的时刻撞击微通道板前表面（或靶），从而获得最小的有效脉冲宽度。为在微通道板处实现这种时间聚焦，微通道板安装在可调式柔性法兰上，且激光焦点位置可以独立移动。为使各段之间达到最高平面度，可通过压电电机（SmarAct SLC-1720）分别调节电极和微通道板的高度与角度，精度分别优于 ≤ 1 μ米和 $\leq 0.1°$。

单个离子撞击微通道板后，会在收集极的50 欧姆终端产生1–20 mV的输出脉冲。随后，信号被送入恒比鉴别器（CFD，*Surface Concept* 独立式前置放大器与恒比鉴别器组合），利用微通道板固有的脉冲高度统计特性提高时间分辨率。恒比鉴别器的稳定输出信号随后传输至时间数字转换器（TDC，*SurfaceConcept TDC-1000*），其最小数字分箱宽度为 27.4 ps。时间数字转换器将恒比鉴别器的信号与起始信号进行比较；该起始信号由一小部分激光照射快速雪崩光电二极管（BPW-28）产生，激光随后进入电离室。

由于 TDC 所能提供的输入脉冲间隔仅为几纳秒，因此每个激光脉冲只能检测到一个种类中的单个离子。随后将 TDC 的输出信号显示为直方图，以确定各离子种类到达微通道板（MCP）的到达时间，并根据半高全宽（FWHM）确定由此得到的有效离子脉冲宽度。

III. 结果

在超声速束与激光束成功对准后，沿提取方向（即 z 轴）移动激光焦点，即可探测到氖离子。通过该实验可以确定代表超声速束直径的 z 维度。结果以红色数据点的形式展示于图 3 a) 中。离子聚束器中心处的超声速束直径约为 1.55 mm。该结果与

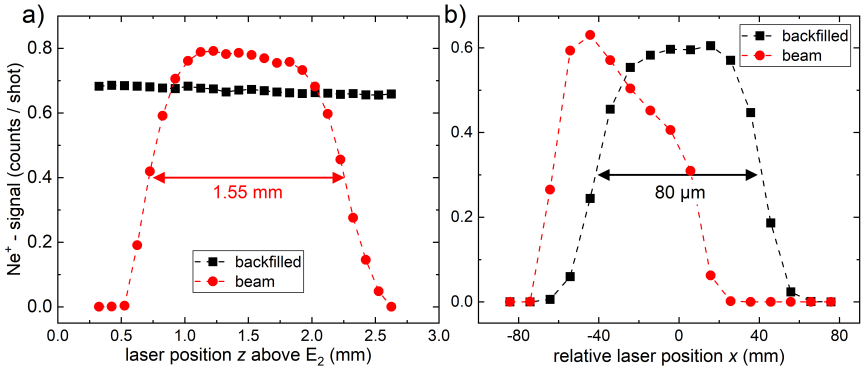


图3。回填 Ne（黑色）至 1.0×10^{-7} mbar时的 Ne^+ 信号，以及随着激光焦点位置变化的氖束（红色）信号。a）显示了在 z轴上于 E_1 和 E_2之间进行的激光扫描。在电离点处，可以测得直径为1.55 mm的超声速束；由于气体原子均匀分布，回填气体信号中看不到这一特征。b）显示了 x坐标和 E_2 中的 80 μm针孔的变化。由于电离后的抛物线轨迹，束流信号的最大信号相对于回填信号偏移了 20 μ m。

如图 3 a) 中黑色数据点所示、在 1.0×10^{-7} mbar 压强下充满氖气的腔室进行比较；下文将其称为回填氖气。后者显示，信号不随激光位置变化，这是由于真空腔室内的密度分布均匀。

接下来，激光焦点沿与电极表面平行的 x轴移动。与先前的工作[25], 类似，如图3 b）所示，通过回填氖气的黑色数据点，可以辨认出第二电极中 80 μm的孔径。对于氖超声速束，由于离子电离后的抛物线轨迹，该形状发生了轻微变形和位移。这一形状是由沿中性超声速束轨迹方向的速度矢量前向分量造成的。在 E_2 m针孔上方生成的大多数离子都会偏转到电极表面上。因此，氖超声速束的中心信号沿超声速束方向大约偏移 20 μm。由于 80 μm孔远小于超声速束的x方向尺寸，无法映射整个束宽。图4展示了氖超声速束开启时的一个飞行时间谱示例。在给定的1x10^{16} W cm^2，激光功率下，可以看到单电荷氧离子、水离子和氖离子。在所得谱中还可以看到同位素 ^{22}Ne。所有离子均以2 keV的动能生成。

—

Ne 信号的半高全宽可见于图 4 的插图中，其有效脉冲宽度为 135 ps。尽管与 Golombek 等人此前针对回填氩离子开展的工作（脉冲宽度为 180 ps）[25] 相比，这一脉冲宽度更短，但对于温度较低的离子而言，该结果远高于理论预测值。为进一步探究原因，我们提高了提取电势，但脉冲宽度仍为 135 ps。这一现象与此前的研究结果和理论相矛盾，因为脉冲宽度本应随提取电势的增加而减小，这表明存在一个根本性问题。图 5 a) 展示了超声速束中 Ne^+ 离子的脉冲宽度随提取电势（0 至 2 千电子伏特）的变化，红色数据点表示超声速束，黑色数据点表示回填氖气。对于后者，可以清楚地看到脉冲宽度的预期变化趋势；而超声速束的结果显示，提取电势从 0.5 千电子伏特增加到 2.0 千电子伏特时，脉冲宽度不再随之变化。因此，我们推测已达到装置的检测限，无法直接检测低于 135 ps 的脉冲宽度。

为了掌握真实的离子脉冲宽度，即使MCP探测系统的时间分辨率有限，我们仍改变提取电势，以进一步研究有效脉冲宽度的依赖关系，并估算气体原子的温度

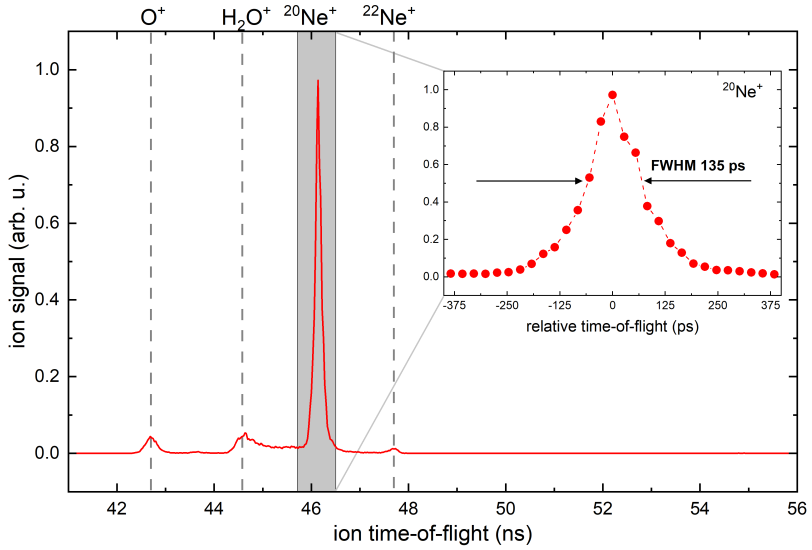


图4. 超音速束开启且动能为2千电子伏特时，电离气体原子的飞行时间测量。超音速束中的成分包括 $^{20}Ne^+$、$^{22}Ne^+$；即使超音速束未开启，也能观察到 O^+、H_2O^+ 残余气体。插图放大显示了 $^{20}Ne^+$ 信号，其有效脉冲宽度半高全宽为135皮秒。

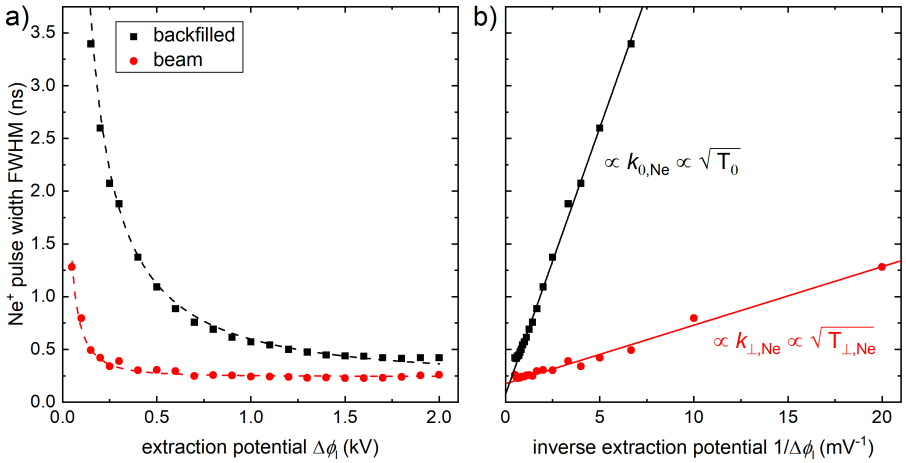


图5. Ne^+ 离子脉冲宽度随两个聚束电极之间提取电势的变化。黑点表示腔室回填氖气时采集的数据，红点表示由超音速束产生离子时采集的数据。在a)中，虚线用于引导视线，显示在较低提取电势下，脉冲宽度具有很强的依赖性；根据离子源的不同，脉冲宽度会在不同电势下达到分辨率极限。在b)中，提取电势取反，以显示脉冲宽度与 √T之间的线性关系，线性拟合证实了这一点。

在超声速束中。降低 E_1 和 E_2之间的电势后，加速场对热展宽效应的补偿逐渐减弱，导致有效脉冲宽度随着电势降低而变宽。脉冲宽度分别对原子温度和加速场的依赖关系，在参考文献[27,28,33]中有详细描述。简而言之，我们需要计算垂直于束流方向的速度分布，该分布由玻尔兹曼分布描述，其标准差为 σ_{v_z}： $\Delta v_z =$

$2\sqrt{2ln(2)}\cdot\sigma_{v_z}$，加速力为 $\frac{\partial v_z}{\partial t}_{(v_z)} = qe\Delta\varphi$ 其中，q 是离子的电荷态，e 是元电荷，而 $\Delta\varphi$ 表示 E_1 与 E_2之间的电势差。因此：

$$\Delta t_{v_z} = \frac{\partial t(v_z)}{\partial v_z}\cdot\Delta v_z = 2\sqrt{2ln(2)}\cdot\sqrt{\frac{k_B T}{m}}\cdot\frac{md_1}{qe\Delta\varphi} \tag{2}$$

其中，m是原子的质量，k_B 是玻尔兹曼常数，T 是以开尔文为单位的温度，d_1 是前两个聚束电极之间的距离。因此，脉冲宽度与 T的平方根成正比：

$$\Delta t_{v_z} \propto \frac{\sqrt{T}}{\Delta\varphi} \tag{3}$$

随着聚束电极之间的电势差增大，脉冲宽度应当减小，这一点可由方程 3 看出。在回填氖气的实验数据中确实观察到了这一现象；但对于超声速束，在整个提取电势范围内，我们并未观察到这种趋势。超声速束中氖的脉冲宽度开始趋于平稳时，对应的电压为 $\Delta\varphi_1 = 0.3$ 千伏。这是本实验所用电子设备决定的时间分辨率极限。由此，我们可以利用方程 3 估算超声速束的温度。图 5 b) 强调了回填氖气束与超声速气束之间的差异，其中数据以 $\Delta\varphi_1$ 的倒数为横坐标绘出，并可用线性函数拟合，斜率与 $\sqrt{T}$成正比。假设回填 Ne 的温度为 $T_0 = 300$ 开尔文，则得到：

$$T_{\perp,Ne} = \left(\frac{k_{\perp,Ne}}{k_{0,Ne}}\right)^2\cdot T_0 = 3.6\ \mathrm{K} \tag{4}$$

因此，我们证明了几何冷却是有效的，并且冷却后的超音速气束具有 $T_\perp = 3.6$ K 的垂直温度。基于这一结论，我们现在可以按照公式 2 的思路估算有效脉冲宽度。使用温度 $T_{\perp,Ne} = 3.6$ K、$T_{\perp,0} = 300$ K 和 $t_0 = 175$ ps，我们得到：

$$\Delta t \leq \sqrt{\frac{T_{\perp,Ne}}{T_0}}\cdot\Delta t_0 = (18\pm4)\ \mathrm{ps} \tag{5}$$

这是迄今记录到的最短离子脉冲。需要指出的是，该数值仍然是一个上限，而真实的脉冲宽度理想情况下应通过直接测量来确定；不过，这将需要更快的探测方案，例如条纹相机。

IV. 结论与展望

这里展示的结果表明，原则上可以突破数百皮秒这一千电子伏特离子脉冲的神奇障碍。此外，我们证明，冷却后的超声速束是我们实验装置的关键组成部分。在 T = 3.6 K 条件下，我们得到有效离子脉冲宽度的上限约为 18 ps，这是我们所知的千电子伏范围内最短的离子脉冲，至少比我们此前在未冷却条件下实现的脉冲短一个数量级。至此，我们完成了开展千电子伏范围离子泵浦-探测实验最重要的一步。由于这些离子由光电离产生，离子脉冲与飞秒激光器同步。因此，从主激光束分出并经光学延迟、以补偿离子从产生点飞行至表面所需时间的第二个激光脉冲，可以充当探测脉冲。凭借这两项关键条件，我们能够在千电子伏范围内首次实现同步光子与单能离子的泵浦-探测实验，时间分辨率约为 10 皮秒。

致谢

作者谨向 Ping Zhou 致以诚挚谢意，感谢他在激光系统方面提供的帮助。我们感谢德国研究联合会（DFG）为协同研究中心（CRC）1242“时间域中的非平衡动力学”下的C05项目提供经费支持（项目编号 278162697）。

[1]C. Ronning，“氮化镓中的离子注入”，《物理报告》351，349–385（2001）。[2]B. Schmidt，*Ion Beams in Materials Processing and Analysis*，SpringerLink B¨ucher（施普林格，维也纳，2013）。[3]F. Roccaforte、F. Giannazzo 和 G. Greco，“碳化硅和氮化镓电子器件中的离子注入掺杂”，Micro 2，23–53（2022）。[4]R. Hellborg、H. J. Whitlow 和 Y. Zhang 编，*Ion beams in nanoscience and technology*，《粒子加速与探测》（施普林格，柏林和海德堡，2009）。[5]S. Facsko、T. Dekorsy、C. Koerdt、C. Trappe、H. Kurz、A. Vogt 和 H. L. Hartnagel，“通过离子溅射形成有序纳米级半导体量子点”，《科学》（纽约，纽约州）285，1551–1553（1999）。[6]R. Rahali、H. Lebius、A. Benyagoub、E. Gardes、S. Guillous、I. Monnet、M. Sall、M. P. Chauvat、D. Marie 和 C. Grygiel，“掠入射几何下快重离子对钛酸锶表面进行微结构化”，《材料学》27，101696（2023）。[7]T. Foller、L. Madauß、D. Ji、X. Ren、K. K. H. de Silva、T. Musso、M. Yoshimura、H. Lebius、A. Benyagoub、P. V. Kumar、M. Schleberger 和 R. Joshi，“通过氧化石墨烯膜中的面内纳米孔实现质量传输”，《纳米快报》22，4941–4948（2022）。[8]R. Kozubek、M. Tripathi、M. Ghorbani-Asl、S. Kretschmer、L. Madauß、E. Pollmann、M. O’Brien、N. McEvoy、U. Ludacka、T. Susi、G. S. Duesberg、R. A. Wilhelm、A. V. Krasheninnikov、J. Kotakoski 和 M. Schleberger，“利用高电荷态离子穿孔自支撑二硫化钼单层”，《物理化学快报》10，904–910（2019）。[9]A. S. Grossek、A. Niggas、R. A. Wilhelm、F. Aumayr 和 C. Lemell，“高电荷态离子撞击二维材料形成纳米孔的模型”，《纳米快报》22，9679–9684（2022）。[10]Y. Zhou、M. Su、X. Yu、Y. Zhang、J.-G. Wang、X. Ren、R. Cao、W. Xu、D. R. Baer、Y. Du、O. Borodin、Y. Wang、X.-L. Wang、K. Xu、Z. Xu、C. Wang 和 Z. Zhu，“锂离子电池固体电解质界面的实时质谱表征”，《自然·纳米技术》15，224–230（2020）。[11]T. Miyamoto、M. Baba、T. Sugane、M. Nakajima、T. Yashiro、K. Kagei、N. Hirasawa、T. Sugawara、N. Yamamoto、M. Koto、H. Ezawa、K. Kadono、H. Tsujii、J.-e. Mizoe、K. Yoshikawa、S. Kandatsu 和 T. Fujisawa，“采用一周内四次分割方案对 I 期非小细胞肺癌进行碳离子放射治疗”，《胸部肿瘤学杂志：国际肺癌研究协会官方刊物》2，916–926（2007）。[12]H. Suit、T. DeLaney、S. Goldberg、H. Paganetti、B. Clasie、L. Gerweck、A. Niemierko、E. Hall、J. Flanz、J. Hallman 和 A. Trofimov，“质子束与碳离子束在癌症患者根治性放射治疗中的比较”，《放射治疗与肿瘤学：欧洲治疗放射学与肿瘤学会官方刊物》95，3–22（2010）。[13]H. Tsujii 和 T. Kamada，“碳离子放射治疗临床结果最新进展综述”，《日本临床肿瘤学杂志》42，670–685（2012）。[14]M. Herder、P. Ernst、L. Skopinski、B. Weidtmann、M. Schleberger 和 A. Wucher，“慢速高电荷态离子撞击下溅射铟原子的电离概率”，《真空科学与技术杂志B》38，044003（2020）。[15]Lucia Skopinski、Silvan Kretschmer、Philipp Ernst、Matthias Herder、Lukas Madauß、Lars Breuer、Arkady V. Krasheninnikov 和 Marika Schleberger，“高电荷态离子辐照过程中从支撑的二维二硫化钼溅射出的粒子的速度分布”，《物理评论B》107，075418（2023）。[16]D. E. Harrison，“分子动力学模拟在研究离子轰击金属表面中的应用”，《固态与材料科学评论》14，s1–s78（1988）。[17]M. Lindenblatt 和 E. Pehlke，“化学电流同位素效应的时间依赖密度泛函分子动力学研究”，《表面科学》600，5068–5073（2006）。[18]A. Wucher、B. Weidtmann 和 A. Duvenbeck，“二次离子形成的微观图景”，《核仪器与方法物理研究B辑：束流与材料及原子的相互作用》303，108–111（2013）。[19]M. C. Fischer、J. W. Wilson、F. E. Robles 和 W. S. Warren，“特邀综述文章：泵浦-探测显微术”，《科学仪器评论》87，031101（2016）。[20]E. Gruber、R. A. Wilhelm、R. P´etuya、V. Smejkal、R. Kozubek、A. Hierzenberger、B. C. Bayer、I. Al-dazabal、A. K. Kazansky、F. Libisch、A. V. Krasheninnikov、M. Schleberger、S. Facsko、A. G. Borisov、A. Arnau 和 F. Aumayr，“石墨烯对强局域电场的超快电子响应”，《自然·通讯》7，13948（2016）。[21]K. Golibruch、V. Walpole、A.-M. Sch¨onemann 和 A. M. Wodtke，“生成用于在单晶外延石墨烯上散射的亚纳秒氢原子脉冲”，《物理化学杂志A》126，8101–8110（2022）。

[22]M. Chini、K. Zhao 和 Z. Chang，“宽带孤立阿秒脉冲的产生、表征与应用”，《自然·光子学》**8**，178–186（2014）。[23]T. Gaumnitz、A. Jain、Y. Pertot、M. Huppert、I. Jordan、F. Ardana-Lamas 和 H. J. W¨orner，“被动 CEP 稳定的中红外驱动脉冲产生的 43 阿秒软 X 射线脉冲的条纹测量”，《光学快报》**25**，27506–27518（2017）。[24]C. H¨ohr、D. Fischer、R. Moshammer、A. Dorn 和 J. Ullrich，“用于微米聚焦离子束的亚纳秒脉冲离子源”，《科学仪器评论》**79**，053102（2008）。[25]A. Golombek、L. Breuer、L. Danzig、P. Kucharczyk、M. Schleberger、K. Sokolowski-Tinten 和 A. Wucher，“通过飞秒激光光电离产生超短千电子伏氩离子脉冲”，《新物理学杂志》**23**，033023（2021）。[26]A. Breuers、M. Herder、P. Kucharczyk、M. Schleberger、K. Sokolowski-Tinten 和 A. Wucher，“在千电子伏能量范围内产生用于泵浦-探测实验的超短离子脉冲方案”，《新物理学杂志》**21**，053017（2019）。[27]P. Kucharczyk、A. Golombek 和 A. Wucher，“千电子伏范围内超短离子脉冲的产生：数值模拟”，《核仪器与方法物理研究B辑：束流与材料及原子的相互作用》**483**，41–49（2020）。[28]P. Kucharczyk，

Erzeugung ultrakurzer Ionenpulse im keV-Bereich: Eine Machbarkeitsstudie mittels numerischer Simulationen

，

博士论文，杜伊斯堡-埃森大学在线出版物库，杜伊斯堡-埃森大学，德国（2021）。[29]K. Luria、W. Christen 和 U. Even，“强超音速束的产生与传播”，《物理化学杂志A》**115**，7362–7367（2011）。[30]D. P. DePonte、S. D. Kevan 和 F. S. Patton，“微喷嘴氦源的亮度”，《科学仪器评论》**77**，055107（2006）。[31]A. H. M. Habets、H. C. W. Beijerinck、N. F. Verster 和 J. P. L. M. N. de Warrimont，“氩超音速膨胀中的非麦克斯韦速度分布”，《宇航学与航空学进展》**51**，919 932 1977–（）。[32]H. Beijerinck 和 N. F. Verster，“多原子气体超音速束的绝对强度和垂直温度”，Physica B+C 111，327–352（1981）。[33]A. Golombek，

Konstruktion und Charakterisierung einer lasersynchronisierten Pikosekunden-Ionenquelle zur Erzeugung ultrakurzer Ionenpulse im keV-Bereich 2022

（）。[34]L. V. Keldysh，“强电磁波场中的电离”，列别捷夫物理研究所，莫斯科**第 47 卷**（1964）。[35]Augst、Strickland、Meyerhofer、Chin 和 Eberly，“高强度激光场中惰性气体的隧穿电离”，《物理评论快报》**63**，2212–2215（1989）。[36]W. C. Wiley 和 I. H. McLaren，“分辨率改进的飞行时间质谱仪”，《科学仪器评论》**26**，1150–1157（1955）。[37]W. T. Chu、B. A. Ludewigt 和 T. R. Renner，“利用质子束和轻离子束治疗癌症的仪器”，《科学仪器评论》**64**，2055–2122（1993）。