高电荷态氙离子与金纳米层相互作用中的能量沉积及纳米结构形成

I. Stabrawa[a]、D. Bana´s[a,*]、A. Kubala-Kuku´s[a]、Ł. Jabło´nski[a]、P. Jagodzi´nski[a]、D. Sobota[a]、K. Szary[a]、M. Pajek[a]、K. Skrzypiec[b]、E. Mendyk[b]、M. Borysiewicz[c]、M. D. Majki´c[d]、N. N. Nedeljkovi´c[e]

[a]扬·科哈诺夫斯基大学物理研究所，*Uniwersytecka 7，25-406* 凯尔采，波兰[b]玛丽亚·居里-斯克沃多夫斯卡大学化学系，*Plac M. Curie-Skłodowskiej3，20-031* 卢布林，波兰[c]电子技术研究所，*aleja Lotnik´ow 32/46，02-668* 华沙，波兰[d]科索夫斯卡米特罗维察普里什蒂纳大学技术科学学院，*Knjaza Milo˘sa 7，38220* 科索夫斯卡米特罗维察，塞尔维亚[e]贝尔格莱德大学物理学院，邮政信箱 *368，11001* 贝尔格莱德，塞尔维亚

arXiv:2301.04010v1 [physics.atom-ph] 10 Jan 2023

摘要

研究了缓慢高电荷态氙离子的动能沉积和中和能对金纳米层表面纳米结构形成过程的影响。采用电子束蒸发法在晶体硅 Si(100) 衬底上制备了厚度为 100 nm 的纳米层。样品在扬·科哈诺夫斯基大学（波兰凯尔采）的凯尔采 EBIS 装置中，在高真空条件下接受辐照。辐照实验在动能恒定为 280 keV、电荷态不同（Xe^{q+}，q = 25，30、35、36 和 40）的条件下进行；同时，也在电荷态恒定为 Xe^{35+} 、动能分别为 280 keV、360 keV、420 keV 和 480 keV 的条件下进行。离子注量约为 10^{10} ions/cm^2。辐照前后，均使用原子力显微镜对纳米层表面进行了检测。

因此，我们观察到纳米层表面发生了明显改变，形成了陨坑。通过系统分析坑尺寸（表面直径和深度），我们确定了沉积动能和中和能对所形成纳米结构尺寸的影响。我们基于离子里德伯态布居的量子两态矢量模型，采用微阶梯模型对结果进行了理论解释。计算核阻止本领时，采用了固体内部电荷依赖的离子-原子相互作用势。根据该模型，纳米结构的形成由表面前方的离子中和过程和固体内部的动能损失过程共同决定。这两类过程在表面结构形成中的相互作用由临界速度描述。利用所提出的理论模型，我们计算了中和能、沉积动能和临界速度，并将其与实验结果进行了定性比较。结果与先前针对单电离氙和晶体金表面的实验数据及分子动力学模拟结果一致（归一化后）。

1. 引言

通过离子辐照改性金属、半导体和绝缘体表面，对于开发制造纳米尺度小型功能电子系统的新技术至关重要，并有望引入其他材料加工方法无法实现的新型纳米结构和材料特性[1]。利用快重（高动能）离子（SHI）辐照改性材料，已应用于许多工业流程，例如：在聚合物中生成纳米孔 [2],生物医学中的药物控释 [3], 精确调控带隙 [4, 5], 改性高温超导体 [6], 等等 [7, 8]。研究还表明，利用快重离子束可以形成规则图案（通常为非晶态 [9]），其横向尺寸约为数十纳米。

形成表面纳米结构的一种有前景的替代方法，是通过撞击改性表面单个（即每个离子都会形成纳米结构）低能（慢速）高电荷态离子（HCI）。慢速高电荷态离子通常指冲击速度v ≪ 1原子单位，对应于 25 keV/amu（核阻止本领区）。高电荷态离子的特点是除动能外还具有较高的势能，这是由于从中性原子中移除了许多电子所致。例如，Xe^{50+} 离子的势能约为 100 keV，即单电荷氙 Xe^+ 离子的 8400 倍。对于非常慢的离子（能量范围为 keV），高电荷态离子与固体表面相互作用时的中和能也很高。因此，单个慢速高电荷态离子与表面的相互作用也受离子的势能（中和能）支配 [10, 11, 12]。这种能量沉积在靶表面下方数纳米范围内的一小块表面区域 [13]。近期对二维材料的研究表明 [14], , 高电荷态离子（Xe^{38+}）的势能沉积仅限于多层 MoS_2 （位于石墨烯上）中的两层以内。对于非常低的离子速度（低至v = 0.03 原子单位），沉积的势能（接近离子中和能）可导致形成各种表面纳米结构；迄今为止，这些结构主要在绝缘体上观察到，例如

*通讯作者电子邮箱： d.banas@ujk.edu.pl (D. Bana´s)

碱金属和碱土金属卤化物、氧化物和聚合物，也见于高定向热解石墨（HOPG）、蓝宝石、金晶体和硅半导体 [16]。另一方面，在中等离子速度下（$v \approx 0.25$ 原子单位），中和能和沉积动能都会参与表面改性 [10, 12]。由高电荷态离子形成的纳米结构可呈丘状结构、陨坑（也称凹坑）或火山口状结构，其直径约为 5–20 纳米，垂直延伸高度为数纳米 [15, 16, 11]。实验表明，离子束参数、辐照材料类型和处理条件各不相同，会导致材料表面改性特征不同，包括缺陷产生、材料溅射以及材料表面拓扑结构的变化。

近期关于高电荷态离子在表面形成纳米结构的研究，主要集中于纳米结构的基本表征以及对导致表面改性的机制的基础理解 [15, 10, 12]。此外，大多数实验观测都是针对绝缘体进行的，而对于半导体（纯硅）和金属（Ti、金），仅开展过少数实验；由于缺乏系统研究，这些实验无法详细考察此类表面上纳米结构形成的机制 [16]。人们对这类研究兴趣较小的原因，在于早期开展的快重离子（SHI）实验表明，在此类离子与高热导率材料相互作用时，由于能量会迅速从撞击区域外流，纳米结构不太可能形成。然而，Pomeroy等人开展的实验结果 [17]以及我们近期的结果 [18] 表明，慢速单个高电荷态离子也能在金属表面形成不同的纳米结构。不幸的是，在这两项实验中，离子的势能和动能同时发生了变化，因此很难区分二者对所形成纳米结构的影响。

从理论角度来看，系统地研究相互作用机制也十分重要，因为目前对于纳米结构形成过程仍未形成统一的认识。迄今为止，针对缓慢的单个高电荷态离子导致纳米结构形成所提出的理论模型，包括库仑爆炸 [19, 20, 21], 分子动力学模拟 [22, 23], 非弹性热尖峰模型 [24, 25], 和等离子体模型 [26, 27] ，都只能定性描述这一机制；在定量上，它们仅与部分实验结果吻合，且主要适用于绝缘体。对于金属表面改性，人们提出了高电荷态离子中和的微阶梯模型，并辅以电荷依赖的动能损失模型 [28, 12]。

本研究旨在系统地通过实验和理论研究单个高电荷态离子与金属表面碰撞时能量沉积和纳米结构形成的机制。我们考察中等离子速度区间，其特点是中和能与沉积动能相互作用。我们进行了实验：Xe^{q+} 离子（$q = 25$、30、35、36 和 40）以 280–290 千电子伏的动能轰击金纳米层；Xe^{35+} 离子的动能则为 280 千电子伏、360 千电子伏、420 千电子伏和 480 千电子伏。结果，我们观察到表面发生了明显改性，形成了坑。本文根据微阶梯模型 [28, 12]的预测以及单电离氙撞击晶体金表面的分子动力学模拟[29]对结果进行了解释。根据微阶梯模型，在表面上方发生离子级联中和的同时，中和能沉积到固体中；导电表面特有的高自由电子密度由此引发靶的初始失稳。在表面下方，动能损失由离子（携带有关离子初始电荷和速度的信息）与靶原子之间的弹性碰撞所主导。

本文组织如下。第 2 节讨论高电荷态离子与表面相互作用过程中的能量沉积，以及单个和高度电离的氙原子与金属（金）表面相互作用的实验和理论研究现状。本节还将介绍高电荷态离子与金属相互作用的微阶梯模型。第 3 节介绍本研究的实验。我们将说明样品的特性，描述实验条件以及用于样品成像的原子力显微镜（AFM）系统。第 4 节展示原子力显微镜图像示例，并给出观测到的坑的直径和深度。第 5 节讨论结果，并将其与理论预测以及单电离氙的现有实验数据进行比较 [30]。结论见第 6 节。

2. 高电荷态离子与表面的相互作用

2.1. 高电荷态离子与金属表面相互作用概述

迄今为止，Pomeroy等人曾报道，单个高电荷态离子撞击导电表面可形成纳米尺寸结构，研究对象为晶态 Au(111) [17]。在这项实验中，样品接受了 200 千电子伏 Xe^{25+} 和 350 千电子伏 Xe^{44+} 离子辐照，它们的势能分别为 8 千电子伏和 51 千电子伏，差异显著。辐照后，研究人员使用扫描隧道显微镜（STM）对样品进行原位分析。STM 图像显示，金表面上存在许多不同特征，例如孤立的六边形、中心带有陨坑的六边形环，以及带有凹坑的六边形岛；这些特征的密度与离子注量大致相当。值得注意的是，先前针对金进行的溅射测量 [31]并未发现溅射产额随高电荷态离子电荷态增加而显著上升，因此当时认为金上形成纳米结构的可能性可以忽略不计。最后，Pomeroy等人得出结论，他们在 Au(111) 上观察到这些特征的主要形成机制与动能（核能损失）有关，且似乎对高电荷态离子的势能依赖较弱。他们强调，实验所用离子的势能和动能同时发生变化，因此难以区分两者对所形成纳米结构的贡献。随后有人尝试使用 440 千电子伏 Xe^{44+} 离子重复 Pomeroy等人的实验，但未能成功，可能是由于表面粗糙度过高 [32]。

我们小组还开展了类似的实验，但速度更低 [18]。在该实验中，金纳米层

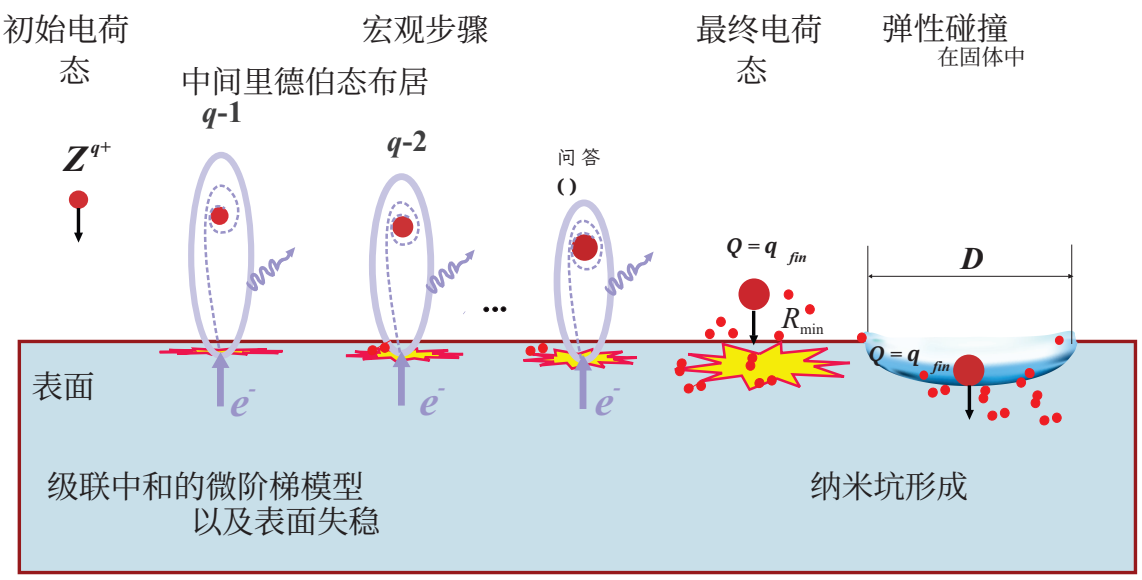

图 1：示意图：　　具有中间里德伯态布居的级联中和微阶梯模型，随后发生快速退激发（两者均以虚线表示）一个　　以及高电荷态离子与固体表面相互作用过程中的纳米坑形成过程 [12]。

和钛纳米层接受了低能量（50–120 千电子伏）高电荷态氙离子的辐照。样品由位于波兰华沙的电子材料技术研究所制备：通过溅射，在抛光的晶体石英 SiO_2(100) 直径 4 英寸晶圆上沉积金（50 纳米）和钛（75 纳米）纳米层，并在晶体硅 Si（100）晶圆上沉积钛（25 纳米–75 纳米）纳米层。样品在凯尔采 EBIS 装置（波兰凯尔采扬·科哈诺夫斯基大学物理研究所）进行辐照 [33]。辐照后，我们能够在钛和金表面上形成纳米丘，并利用原子力显微镜图像对其高度和体积进行统计分析 [18]。在该实验中，离子的动能取决于电荷态（这是由离子源配置决定的），因此很难分别提取势能或动能的影响。

第 3 节将系统分析中等速度下 Xe^{q+} 离子与金纳米层的相互作用（坑形成）。

2.2. 单电荷离子与金属表面相互作用概述

许多科学家在受到单电离高能重离子轰击的金属表面上发现了小陨坑，并将其归因于尖峰效应。研究人员早在 20 世纪 50 年代便在文献中首次讨论了单离子撞击产生的热尖峰这一概念，其中包括 Brinkmann [34], 、Seeger [35], 以及 Seitz 和 Koehler[36, 37]。特别是，Merkle 和 J¨ager 使用透射电子显微镜（TEM）检查了经单电离 Bi 和金离子照射的金表面；离子能量范围为 10–500 千电子伏。他们发现，能量高于 50 千电子伏时，受照表面会出现陨坑，但只有不到 1% 的碰撞会导致坑形成 [38]。弹坑的平均尺寸通常约为 5 纳米。尽管作者认为坑形成是由尖峰效应造成的，但他们将其主要归因于表面原子从表面升华 [34], 。

继这项实验之后，Birtcher 和 Donelly 使用能量为 50 千电子伏、200 千电子伏或 400 千电子伏的氙$^+$ 离子照射 Au(110) 薄膜。他们利用原位透射电子显微镜发现，单个氙离子撞击金会形成尺寸最大达 12 纳米的陨坑，约有 2–5% 的入射离子会产生陨坑 [39, 30]。作者得出结论，坑形成是由局域能量沉积（表面能量尖峰）引起的材料离子诱发瞬时熔化（及体积膨胀），以及热熔融核心中材料的爆炸性外流所致。Donelly 和 Birtcher 随后对银、铟和铅表面进行的实验也使他们得出了相同结论[40]。

Bringa 等人使用经典分子动力学（MD）模拟，对 Donelly 和 Birtcher 的实验 [30] 进行了研究 [29]。他们模拟了 0.4–100 千电子伏单电荷 Xe^+ 轰击金靶时的坑形成过程。模拟证实，坑是由相互作用区内原子的液体流动形成的。他们还发现，形成坑所需的能量密度强烈取决于热尖峰寿命；当氙离子的能量高于 50 千电子伏时，由于热尖峰寿命较长，即使能量密度较低也能形成坑。在所研究的能量范围内，MD 模拟得到的成坑概率始终高于 50 % [29]。

2.3. 金属表面上的纳米结构形成：微型阶梯模型

最近，在文章 [12] 中，我们讨论了 Xe^{q+} 离子撞击钛和金纳米层时纳米丘的形成 [18]，采用基于量子两态矢量模型（TVM）的级联中和微观阶梯模型。该模型同时考虑了离子中和能量以及固体内部的动能沉积

[28, 12]。类似的模型可用于分析陨坑的形成。

根据该模型，离子 Q =q →q −1 →...Q(R) →...q fin 的级联中和过程主要局限于表面前方（见图 1）。当离子-表面距离为 R 时，电子从金属中被俘获，几乎以基态进入离子的中间高 n（里德伯）态。每个宏观步骤的布居由若干微观步骤组成（低角动量里德伯态 nϱ 的布居，概率为 P_{n_Q}）。例如，考虑以中等速度 v = 0.25 a.u. 撞击金属表面的 Xe^{25+} 离子，其布居方案如下 [28]：当离子-表面距离 R 处于 R = 28 a.u. 至 R = 10 a.u. 范围内时，电荷为 Q =q −1 = 24 （核电荷为 25）的离子中对应于 n = 23 至 n = 15 的里德伯态以概率 $P_{n_{25}} = 0.01 \to 0.2, \sum P_{n_{25}} = 1$ 发生布居。第一个宏观步骤在 R = 10 a.u. 处完成后，核电荷为 24、电荷为 Q =q−2 的离子开始在 R = 9 a.u. 至 R = 6 a.u. 范围内发生布居。n = 14 至 n = 12 的态以概率 $P_{n_{24}} = 0.3 \to 0.35, \sum P_{n_{24}} = 1$ 发生布居，依此类推。在图 1 中，我们展示了宏观步骤 Q =q、Q =q −1、... Q =q fin 的最终阶段。在每个宏观步骤中，快速退激发可以通过辐射过程进行；而在更接近表面的位置，则可通过伴随二次电子发射的俄歇型过程进行，这些过程与上述布居过程相互作用 [28]。当高电荷态离子以最终电荷 q fin 抵达最小离子-表面距离 R = R_{min} [12]，进入相互作用区域时，中和级联过程结束（R_{min} 是距均匀电子气边界 [41] 的距离）。在纳米层-金属-真空（nMV）系统中，相应的中和能 $W^{(q,nMV)}$ 会极快地沉积到表面的最初几纳米范围内 [42] （对于金属靶 [11, 17]，仅需数飞秒），从而提高撞击区域的能量密度 [43]，并诱发表面的失稳[12]。

中和能 $W^{(q,nMV)}$ 定义为势能 $E_p \equiv W_{q,pot}$ （描述离子开始中和前的状态）与固体表面前方的势能 $W^{q^{nMV}{}_{fin},pot}$ [41, 44, 12]之差：

$$W^{(q,nMV)} = W_{q,pot} - W_{q^{nMV}_{fin},pot}. \quad (1)$$

能量 $W^{(q,nMV)}$ 可根据金属—真空 MV 系统的适用结果 [12], 计算得出；实验事实表明，对于本文所研究的层厚度 [45]，纳米层的晶格结构与块体材料非常相似。

尽管在固体表面可能发生许多基本电荷交换过程，我们假设电荷为 $Q = q_{fin}$ 的离子会穿透表面。在该模型框架内，我们还假设，在纳米结构形成过程中，固体内部的中和可以忽略不计（对总沉积能量的影响微乎其微）。这一假设基于这样一个事实：纳米坑形成于深度为 Δx 的狭窄区域内，该深度远小于离子电荷发生显著变化所需的穿透深度[12]。因此，我们将 $Q \approx q_{fin}$ 用作离子电荷，以进行离子运动及靶内部相应过程的分析（见图 2）。为更准确地描述整体中和过程，我们可以将对表面下方中和过程的分析纳入模型。

在表面以下，离子因与靶原子核发生弹性碰撞（核阻止本领 dE_n/dx） [11, 46, 47]以及与靶电子发生非弹性相互作用（电子阻止本领 dE_e/dx）而持续损失动能。与此同时，离子动能损失会造成局部原子结构损伤和表面改性。离子沿整个离子轨迹将动能沉积到固体中。然而，在分析实验获得的表面纳米结构时，只有长度为 Δx [12],的近表面区域与之相关，因此

$$E_{k,dep} = (dE/dx) \cdot \Delta x. \quad (2)$$

对于低至中等离子速度，可以忽略电子阻止本领，即 $dE/dx = dE_n/dx = NS_n$，其中 N 是靶的原子密度。我们使用带有电荷依赖的离子-靶原子相互作用势 [48, 12] 的经典散射理论，计算相应的核阻止截面 S_n：

$$V_{int}(r) = \frac{(Z_1 - Q)Z_2}{r}\varphi(\frac{r}{a_u}) + \frac{QZ_2}{r}\varphi(\frac{r}{a_s}), \quad (3)$$

其中，Z_1 和 Z_2 分别是入射粒子和靶原子的核电荷。其他参数在 [12] 中有明确给出。值得注意的是，Biersack [49] 首次从理论上引入了能量损失的电荷依赖性。此外， [50] 对高电荷态离子与碳纳米膜及碳箔靶相互作用时的电荷依赖性动能传递进行了详细阐述。 [51] 使用随时间变化的原子间势能，建立了更精确的模型来计算动能损失。

3. 实验

本文介绍的研究是我们此前相关研究 [18, 52] 的延续，研究对象是高电荷态氙离子与金属表面相互作用时的纳米结构形成。本研究实验旨在尽可能区分高电荷态氙离子的动能和势能对所形成表面纳米结构的影响。测量中，我们使用沉积在 Si (110) 晶圆上的 100 纳米厚金纳米层。预计这类纳米层的结构和性质与块体金属相似，但纳米层结构可能导致其密度较低 [45] ，且不能完全排除基底的影响 [10]。

3.1. 样品

本实验使用的 100 纳米金纳米层由电子技术研究所（波兰华沙）采用 VST TFDS-462U 沉积系统，通过电子束蒸发制备，蒸发过程在高真空（$13 \cdot 10^{-8}$ hPa）条件下进行。金属纳米层蒸镀在 Topsil（波兰华沙）的 N 型硅（110）抛光级

4 英寸直径晶圆上。硅晶圆厚度为 0.635 mm ± 0.015 mm。沉积速率为 0.4 nm/s。金层厚度通过晶体振荡器设定并控制。制备完成后，立即将晶圆切割成尺寸为 0.5 cm × 1 cm 的矩形。采用原子力显微镜技术检查样品表面的粗糙度。利用 NanoScope Analysis ver.1.40（Veeco，美国）软件，对金纳米层中随机选取的若干个（1 μm × 1 μm）区域进行原子力显微镜测量，得到的均方根粗糙度（RMS）约为 0.45 ± 0.1 纳米，测量由 UMCS（波兰卢布林）完成。根据采用 X 射线衍射技术进行的测量结果，确认了基底的晶体结构。通过掠入射 X 射线衍射技术确定，100 纳米金纳米层具有沿深度均匀的多晶结构。此外，采用 X 射线反射率技术测量了纳米层的厚度和密度。测得厚度与标称值（100 纳米）一致，但密度略低于块体密度（但仍在不确定度范围内）。X 射线反射率、X 射线衍射和掠入射 X 射线衍射测量均使用设于雅盖隆大学科尔采分校物理研究所（波兰凯尔采）的 X'Pert Pro MPD 反射仪/衍射仪完成（详情见 [53, 54]）。100 纳米金纳米层在扬·科哈诺夫斯基大学（波兰凯尔采）的凯尔采 EBIS 装置中，在高真空条件下接受了辐照 [33], 。辐照后，再次采用原子力显微镜技术检查样品（UMCS, 卢布林）。

3.2. 凯尔采电子束离子源设施

由 Dreebit（德国德累斯顿）建造的凯尔采 EBIS 装置配备了电子束离子阱（EBIS-A） [55]。该离子源可提供多种慢速高电荷态离子，涵盖轻元素的裸离子以及高原子序数元素的类氖离子和类氩离子。用于电离俘获离子的电子能量和电流最高分别为 25 千电子伏和 200 毫安。EBIS-A 离子源产生的离子可通过施加最高 30 千伏的加速电压，以脉冲模式（脉冲宽度为 2 μs 至 40 μs）或泄漏模式（直流模式）提取。由 EBIS-A 离子源提取的高电荷态离子，经由装置第一直线段中的离子束光学元件（单透镜和 X-Y 偏转器）引导至双聚焦分析磁铁，并按质荷比分离。束线的第一段包括一个配有压力计的四极杆段、四爪狭缝准直系统和一个法拉第杯。在分析磁铁中分离的离子被引导至 EBIS-A 装置的第二直线段。该段安装有压力计、X-Y 偏转器、法拉第杯和单透镜。最后，高电荷态离子与安装在实验室中的样品相撞；该样品固定在五轴通用操纵器上。操纵器可使样品沿 x、y、z 方向线性移动，进行极角和方位角旋转，并将其温度调节在 100–1000 K 范围内。束线可施加正或负高电压，从而使离子加速或减速。对于当前的装置配置，离子能量可设为 2.5 keV × q 至 30 keV × q，其中 q 表示离子电荷态。EBIS-A 的所有组件装置均符合超高真空标准，系统烘烤后，在 $150°C$ 压力可达到数毫巴范围（束线中）。EBIS 装置的一项独特功能是能够在超高真空条件下制备样品、用高电荷态离子辐照样品，并对所研究的样品进行表征。

3.3. 测量

测量中，从 EBIS-A 提取同位素纯化的高电荷态 Xe^{q+} 离子，并在偶极磁铁中选定特定离子电荷态后，用于辐照纳米层。使用安装在样品前方的可移动法拉第杯测量离子束流。根据移动法拉第杯横穿离子束（由束流剖面确定）的测量结果，离子束在样品上的光斑半径约为 1.5 mm ± 15%。离子注量估算为 10^{10} ions/cm^2 （不确定度为 10-15%）。样品先放入抽至约 10^{-7} mbar 的装载室，然后转移至实验室。实验室的真空度约为 $(2 - 5) \times 10^{-8}$ mbar。辐照后，样品被转移回装载室并存放于其中，直至取出进行原子力显微镜检测；检测在空气中进行。测量采用两种配置：离子动能恒定为 280-290 千电子伏，氙离子 Xe^{q+}的电荷态不同，其中 q = 25、30、35、36、40；以及离子电荷态恒定（Xe^{35+}），动能分别为 280 千电子伏、360 千电子伏、420 千电子伏和 480 千电子伏。

3.4. 原子力显微镜系统

在波兰卢布林的 UMCS 化学系分析实验室，使用原子力显微镜研究 Xe^{q+} 离子引起的样品表面形貌变化。使用配备 NanoScope 软件（Bruker-Veeco，美国）的 Multimode8（布鲁克）原子力显微镜对所研究的样品进行测量。原子力显微镜采用 SCANASYST-HR 快速扫描模式，并使用 SCANASYST-AIR-HR探针（氮化硅悬臂上的硅尖端）（布鲁克），悬臂的力常数 k 为 = 0.4 N/m。对于 1 μm x 1 μ*m* 图像，横向和纵向分辨率分别为 4 nm 和 0.1 nm；对于 500 nm x 500 nm 图像，分别为 2 nm 和 0.1 nm。所得图像使用 Nanoscope Analysis ver. 1.40 软件（Veeco，美国）进行分析。

4. 结果

4.1. 原子力显微镜图像

图 2 展示了辐照前（左图）以及经动能不同的 280–290 千电子伏 Xe^{30+}、Xe^{36+}、Xe^{40+} 和 Xe^{35+} 辐照后的纳米层原子力显微镜图像。图像使用 NanoScope Analysis 软件进行分析。所示区域的尺寸为 500 纳米 × 500 纳米。在辐照样品的图像中，可以清楚地看到离子撞击造成的改性。我们想在此强调，据我们所知，此前从未记录到如此出色的高电荷态离子撞击所致金属表面改性图像

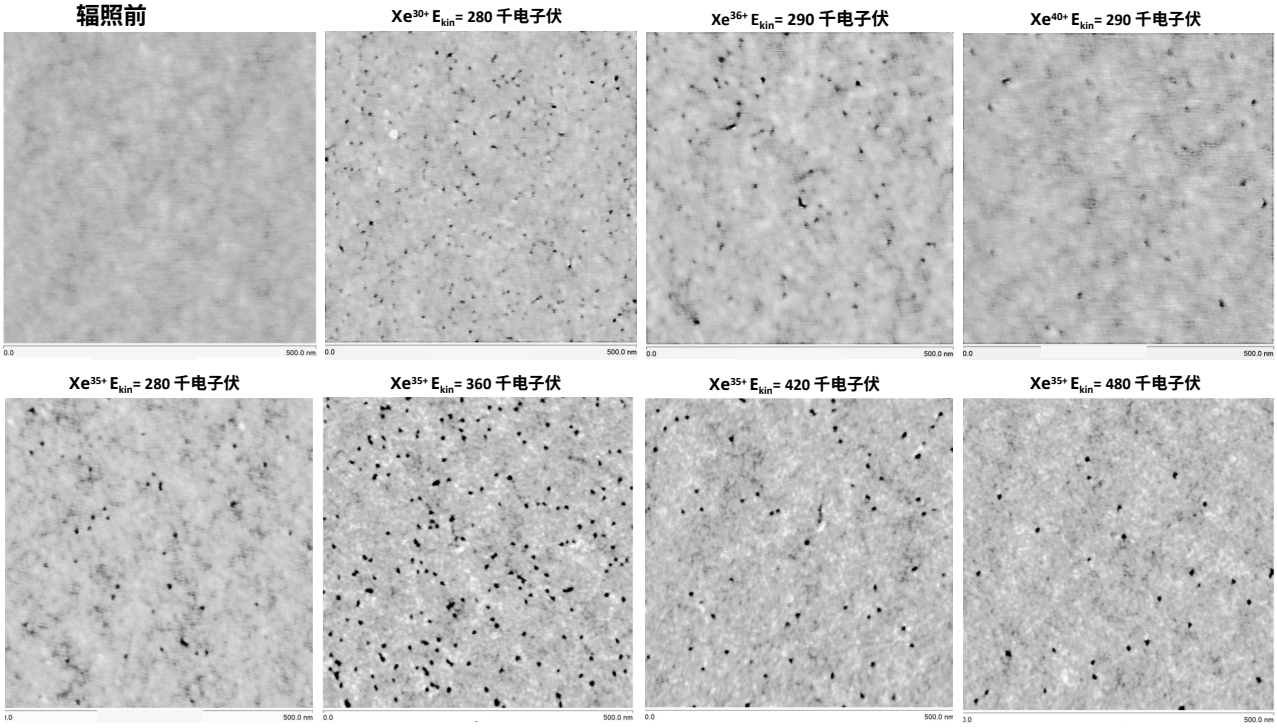

图2：辐照前后，沉积在硅表面上的100纳米金纳米层的形貌AFM三维图像。辐照使用高电荷态离子 Xe^{q+}。上排：纳米层辐照前（左图）以及经 280–290 千电子伏 Xe^{30+}、Xe^{35+}、Xe^{40+} 辐照后的图像。下排：纳米层经不同动能的 Xe^{35+} 辐照后的图像。图像使用软件 NanoScope Analysis 1.40 版（Veeco，美国）进行分析。

。所有辐照样品均观察到了相同的改性，纳米结构的表面密度约等于离子注量，即每次高电荷态离子撞击形成一个纳米结构。Pomeroy [17] 也观察到了类似的纳米结构形成效率。

测得的改变化为陨坑状，这一点可由单个

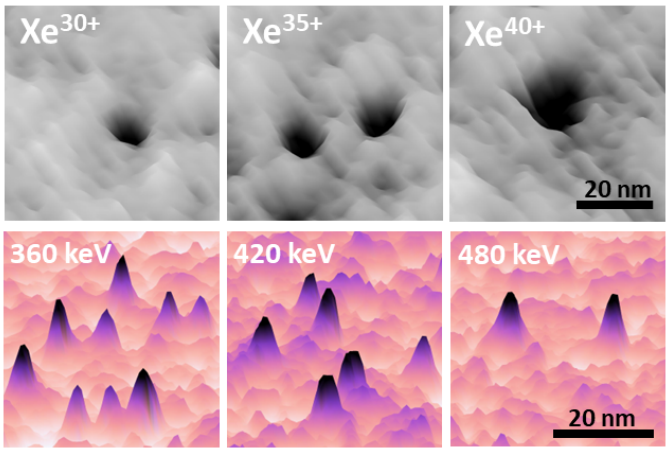

图3：上图：100纳米金/硅纳米层表面上纳米结构的三维AFM图像示例，样品经 280–290 千电子伏 Xe^{30+}、Xe^{35+} 和 Xe^{40+} 辐照。下图：100纳米金/硅纳米层表面上纳米结构的倒置三维AFM图像，样品经 360、420 和 480 千电子伏 Xe^{35+} 辐照。图像使用软件 NanoScope Analysis 1.40 版（Veeco，美国）进行分析。

纳米结构的放大的AFM三维图像得到证实，如图3所示。上图展示了经280–290 千电子伏 Xe^{30+}、Xe^{35+}、Xe^{40+} 辐照的100纳米金/硅纳米层表面上纳米结构的三维AFM图像示例。所有观察到的结构形状相似，均呈弹坑状形状，即一个空腔，有时周围还带有一圈环（见中间图像）。Merkle和Jager [38] 以及Bringa等人 [29] 认为，空腔周围的这些环是由原本位于结构形成位置的原子发生溅射（更确切地说，是外流）所致。Bringa等人 [29]在论文中给出的分子动力学模拟证实了这一点。Insepov等人 [27] 利用基于高电场下半导体冲击电离的空间电荷中和等离子体模型进行模拟，也观察到了Xe^{44+} 高电荷态离子轰击Si(100)表面形成的类似陨坑形状。图3下图展示了经360、420和480 千电子伏 Xe^{35+} 辐照的100纳米金/硅纳米层表面上纳米结构的倒置三维AFM图像，以证实这些纳米结构呈陨坑状形状。

4.2. 原子力显微镜图像分析

在许多表面研究中，一种常见的数据分析策略是将纳米结构的平均尺寸（参数如：直径、深度、体积）与不同的离子参数相关联，例如动能（离子速度）、势能（离子电荷态）、核阻止本领和电子阻止本领等。按照这一策略，我们对观测到的纳米结构进行了尺寸分析。为此，所有观测图像都

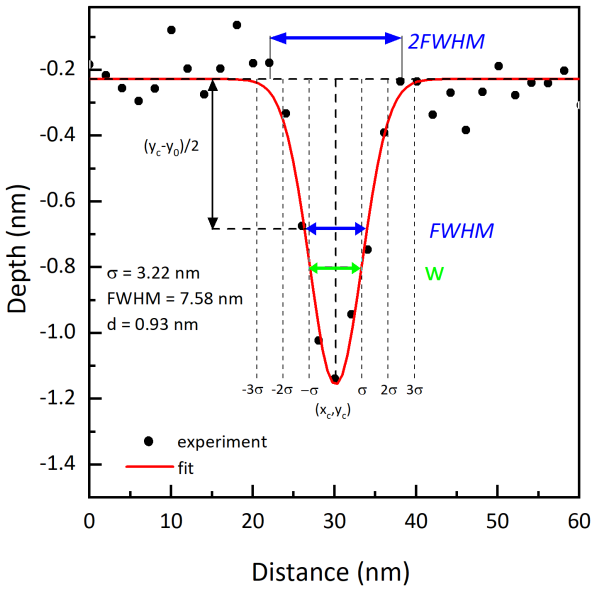

图 4：单个陨坑轮廓示例（黑点）及拟合的高斯曲线（实线）。sigma σ（标准差）、半高全宽（最大值一半处的全宽）和陨坑深度 d 均为高斯分布参数。假定表面上的陨坑直径为 2FWHM。

首先使用 NanoScope Analysis 软件仔细检查并优化，随后从原子力显微镜图像中提取数据（使用该软件的 STEP 函数），再用 Origin Pro 数据分析软件进行分析。我们从各个陨坑的单独轮廓中提取了其尺寸参数，包括表面直径。对样品表面上所有能够明确识别的结构均进行了独立分析。图 4 展示了单个陨坑轮廓（黑点）的示例。

采用高斯曲线（实线）拟合这些轮廓，拟合结果很好地反映了陨坑的形状。这里需要指出的是，用于对所有样品进行原子力显微镜分析的探针，其针尖曲率半径为 r = 2 纳米；而经高电荷态离子改性后形成的结构直径约为 10–25 纳米，因此探针接触不当的可能性很小，尤其是在测量样品表面纳米结构的直径时。表面上的陨坑直径定义为半高全宽的两倍（2× FWHM）。在图 4 所示示例中，拟合得到的表面陨坑直径为 15.16 纳米，深度为 0.93 纳米。另一种确定直径的方法是取四倍标准差（4×σ）。在所示示例中，该方法得出的结果为 4σ = 12.88 纳米。总体而言，观察发现，按 2 × FWHM 定义的陨坑直径比 4×σ量大约高 10–15%。

对于由特定电荷态的氙离子辐照的金纳米层，每个样品都按照上述方法分析了约 50 至 150 个坑。最后，计算了每个受辐照金纳米层的坑深和坑直径的平均值。基于对陨坑轮廓的统计分析，研究了坑深和坑直径与氙离子的势能及动能之间的关系。在坑深方面，未观察到其与离子势能之间存在依赖关系。坑深基本保持在约 0.9 nm ± 0.15 nm 的恒定水平。对数据进行线性拟合（其中不确定度由平均值的标准差确定）后，结果显示这种依赖关系极弱（斜率为 0.001 nm/keV）。

图5绘出了氙$^{q+}$ 离子的坑直径平均值随势能的变化。实验点标注的不确定度按平均值的标准差与平均值的10%之和计算（用于补偿不确定度范围内 2FWHM 与 4σ 量之间的差异）。标有 (*) 的氙离子电荷态对应的动能略有不同（290 keV），这是由于设定特定电荷态和动能时存在困难。如图所示，我们观察到离子电荷态（以初始势能表示）对纳米弹坑直径有明显影响。对于最低离子电荷态（25+），纳米弹坑直径的平均值为 12.0 纳米；此后该参数逐渐增大，在最高电荷态时达到 23.4 纳米。

图6显示了Xe^{35+}的陨坑直径随离子动能变化的研究结果。纳米坑直径处于13-15纳米范围内。对实验点进行线性函数拟合显示，该依赖关系仅发生了微弱变化。图6还给出了Donnelly和Birtcher针对Xe [39] 离子开展的实验结果，这些结果证实，在所研究的能量范围内，所形成的纳米坑直径对离子动能的依赖性很小。另一方面，高电荷态氙离子的纳米坑直径远大于单电离氙。

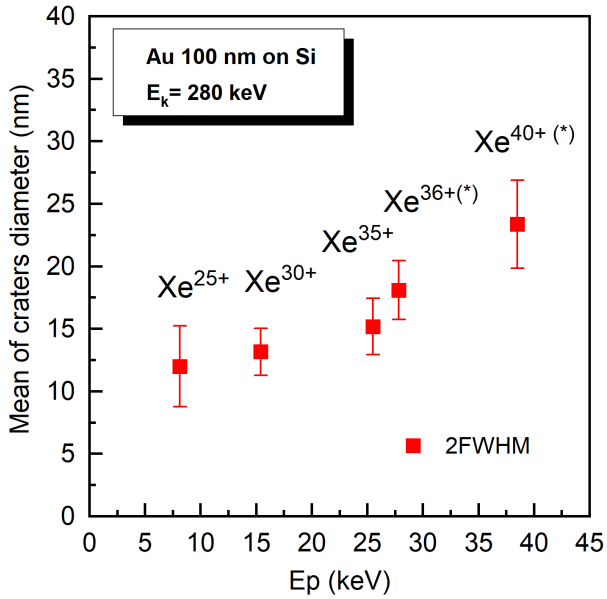

图5：坑直径与氙$^{q+}$ 离子势能的关系。标有 (*) 的氙离子电荷态对应的动能略有不同（290 keV）。

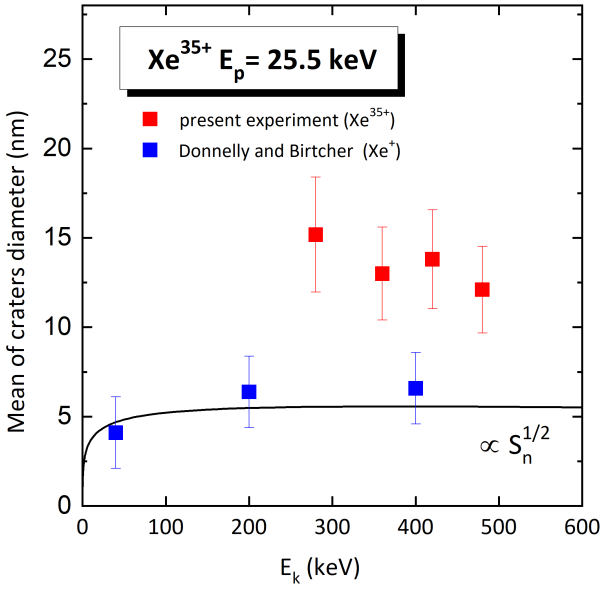

图6：Xe^{35+} 离子轰击金表面所形成的纳米弹坑直径与动能的关系（本实验）。作为比较，图中还给出了 Donnelly 和 Birtcher 对 Xe^{+} 离子进行实验的结果 [39]。图中还显示了核阻止本领 $S^{1/2}$ （实线）。

5. 讨论

5.1. 坑形成理论模型

为了阐释当前使用初始电荷数为q = 25、30、35、36和40的Xe^{q+} 离子，与沉积在Si (110) 晶圆上的100纳米金纳米层（nMV 系统）以速度v = 0.29 a.u.相互作用所开展的实验，并考察在Xe^{35+}速度为v = 0.29、0.33、0.36和0.38 a.u.情况下研究的速度依赖性，我们采用微阶梯模型。

我们从能量向表面耗散的角度讨论纳米坑的形成，这种耗散包括中和能和沉积的动能 [41, 44, 12]。对于坑形成时的典型速度，中和并不完全，因此相应的中和能仅占离子初始势能的一部分。剩余势能$E_p - W^{(q,nMV)}$ 会影响电荷依赖的离子与靶原子间的势相互作用（式(3)），从而转化为靶原子的动能（微阶梯模型计算的阻止本领具有电荷依赖性）。我们根据式(1)计算中和能，取$W^{(q,nMV)} = W^{(q,MV)}$；考虑到中和能对固体功函数的依赖性较弱 ϕ，我们取 ϕ = 5eV 计算中和能（金的功函数为 5.47 eV）。计算动能损失时，我们采用式(2)，并取有效相互作用长度$\Delta x \approx 5\bar{c} \approx 385$ a.u.，其中 $\bar{c}$ 为金靶的平均晶格常数；注意到坑深$d_{max} \approx$ 1纳米 = 18.9 a.u.。为定义固体中的离子-原子相互作用，我们采用 [12]中得到的入射粒子电荷 $Q = q_{fin}(q, v)$。

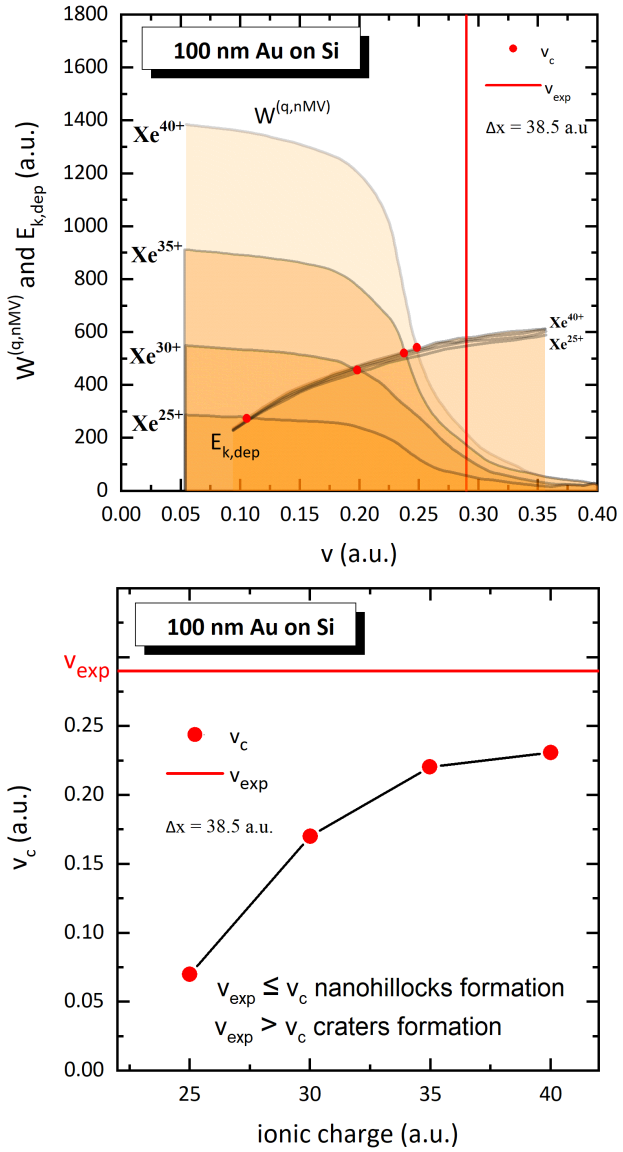

图7：上图：Xe$W^{(q,nMV)}$ 离子的中和能和沉积动能$E_{k,\ dep}$ 随离子速度v 的变化。Xe^{q+} 离子，q = 25分别为30、35和40，撞击金纳米层（本实验中形成陨坑）。下图：临界离子速度v_c 随初始离子电荷q的变化。

图7上图展示了中和能$W^{(q,nMV)}$ 和沉积动能$E_{k,\ dep}$ 与离子速度v的关系，这两种能量与 Xe^{q+} 离子撞击沉积在 Si (110) 晶圆上的 100 纳米金纳米层、形成表面纳米坑有关。Xe 离子的核电荷q = 25分别为30、35和40。中和能$W^{(q,nMV)}$ 随离子速度v的增加而降低；另一方面，沉积动能$E_{k,\ dep}$随v的增加而增大。结果表明，这两种能量在表面纳米坑形成过程中相互作用。也就是说，我们将v_c 定义为临界速度，其关系式为：

$$W^{(q)}(v_c) = E_{k,dep}(v_c). \qquad (4)$$

对于速度 $v \ll v_c$ （离子速度极低），

表 1：在 nMV 系统中 Xe^{q+} 离子撞击导致表面纳米坑形成时的临界速度 v_c。

100 纳米金纳米层				
q	25	30	35	40
E_k (千电子伏)	280	280	280	280
v_{exp} (任意单位)	0.29	0.29	0.29	0.29
v_c (任意单位)	0.07	0.17	0.22	0.23

中和能 $W^{(q,nMV)}$在固体能量参与过程中起主导作用；而对于$v \gg v_c$ （快重离子），沉积动能 $E_{k,\ dep}$ 则完全决定纳米结构形成过程 [12]。我们在图7下图中给出了量 v_c 随初始离子电荷 q的变化。临界速度的数值也列于表1中。

对于所有考察的离子电荷，临界速度 v_c 均低于实验值 $v_{exp} = 0$（29 a.u.）（$E_k = Mv_{exp}^2/2$，$M = 131 \cdot 1836$ a.u.，适用于 Xe^{q+} 离子，其中 E_k 表示初始离子动能）。对于电荷 $q = 35$和 $q = 40$，临界离子速度 v_c 接近实验值（见表 1），这表明两种能量都对坑形成有所贡献。Xe^{25+} 的 v_c 值和 Xe^{30+} 的 v_c 值远低于实验值，因此纳米结构形成的主要贡献来自沉积动能 $E_{k,dep}$。就纳米结构的类型（形状）而言，实验中出现纳米坑与微阶梯模型的预测相符。另一方面，实验中观察到，当 Xe^{35+} 离子以 0.19 a.u. 的速度撞击 50 nm 金层表面时，会形成丘状结构，而临界速度为 0.22 a.u. [12]。对于 25 nm 钛纳米层，电荷 $q = 20$、25、30 和 35 对应的实验速度分别为 0.144、0.16、0.176 和 0.19 a.u.。相应的临界速度分别为 0.06、0.16、0.22 和 0.24 a.u. [12]。本实验结果与先前实验结果 [18, 52, 17] 证实了一个共同结论：当离子速度 $v < v_c$ 或 $v \approx v_c$ 时，表面改性会导致纳米丘形成 [18, 12], ；而当 $v > v_c$ 时，主要的表面结构为坑（环）[52, 17, 12]。

中和能 $W^{(q,nMV)}$ 和沉积动能 $E_{k,\ dep}$ 也与所形成纳米结构的尺寸有关。弹坑直径的实验结果显示，其数值从 $q = 25$ 到 $q = 40$显著增加，见5。对于 $v_{exp} = 0.29$ 原子单位的 Xe^{25+} 离子，直径 $D = 12$纳米（226.8 原子单位）；对于 Xe^{40+} 离子，直径为 $D = 23.4$ 纳米（442.3 原子单位）。离子中和能（以及初始离子势能）也呈现相同的增加趋势（$W^{(25,nMV)} = 47$ 原子单位和 $W^{(40,nMV)} = 162$原子单位），见表2。

根据公式3得到的沉积动能对q 的依赖性不太显著（Xe^{25+} 的$E_{k,dep}$ 为557 a.u.，Xe^{40+}的$E_{k,dep} = 587$ 为a.u.），见表2。因此，将实验获得的弹坑直径表示为势能（或中和）能量的函数更为方便。

我们通过实验值 $v_{exp} = 0.29$、0.33、0.36 和 0.38 原子单位，研究了 Xe^{35+} 离子的速度对弹坑直径 D 的影响。从实验结果可以看出，随着离子速度（动能）增加，D 略有减小，见图6；（当 v =0.29 原子单位时，直径D = 15纳米（283.5 原子单位）；当 v =0.38 原子单位时，直径 D = 12纳米（226.8 原子单位））。另一方面，随着 v 增加，沉积动能 $E_{k,\ dep}$ 略有增加（当 v=0.29 原子单位时，$E_{k,\ dep}$= 577 原子单位；当 v =0.38 原子单位时，$E_{k,\ dep}$ =635原子单位），而中和能 $W^{(35,nMV)}$ 则呈现明显的下降趋势（当 v =0.29 原子单位时，$W^{(35,nMV)}$ =127 原子单位；当v =0.38 原子单位时，$W^{(35,nMV)}$ =35.5 原子单位），见表3。

可以通过弹坑直径与沉积总能量之间的关系，更精确地讨论中和能$W^{(q,nMV)}$ 和沉积动能$E_{k,dep}$ 的作用：$E_{tot,\ dep} = E_{k,dep} + W^{(q,nMV)}$。假设能量$E_{tot,dep}$ 局域在直径为D 、深度为 Δx的圆柱区域内，我们得到如下关系：

$$D = f\sqrt{E_{k,dep} + W^{(q,nMV)}}, \tag{5}$$

其中，因子f 反映了靶材性质。能量$E_{k,dep}$ 和$W^{(q,nMV)}$ 均具有电荷依赖性，因此纳米弹坑尺寸也会呈现相同的变化趋势。根据式（5）以及表2和表3可知，沉积动能是直径D 的主要贡献项。然而，要得到实验观测到的弹坑直径D随 D 随q 增大而显著增加、随离子速度v增大而略微减小这一变化趋势（见表2和表3），必须将式（5）中的中和能项考虑在内。上述沉积动能的重要性及中和能的作用，是实验所采用的中等速度情形的特征。值得注意的是，在极低速度下，中和能（接近势能）起主导作用。本实验中，D 随q 增大而增大，以及弹坑直径对v的依赖性，与所提出的模型的预测在定性上相符。

在微阶梯模型框架下，金属表面纳米坑和纳米丘的形成机制有所不同。在丘状结构形成特有的速度$v < v_c$ 下，中和过程起主导作用：原子间键的强度降低，促使原子间距增大。原子的重排导致

表2：在 nMV 系统中，氙离子以 x 任意单位的能量轰击时，表面纳米坑形成过程中，$W^{(q,nMV)}$ 中和能、沉积动能 $E_{k,\ dep}$ 以及弹坑直径 D，其中 v = v_{exp} = 0.29 q^+ $\Delta \approx 38.5$ v 为任意单位。

100 纳米金纳米层				
q	25	30	35	40
$W^{(q,nMV)}$（任意单位）	47	88	127	162
$E_{k,\ dep}$（任意单位）	557	569	577	587
D（纳米）	12	13	15	23.4

表3：表面纳米坑形成情况下的中和能 $W^{(q,nMV)}$、沉积动能 $E_{k,\ dep}$ 以及弹坑直径 D；当v_{exp} = 0 29, 0 33, 0 36 0 38 35+ .....且.....原子单位，在 nMV 系统中，氙离子撞击$x \approx 38.5$ 原子单位时。

100 纳米金纳米层				
v_{exp} （原子单位）	0.29	0.33	0.36	0.38
$W^{(q,nMV)}$ （原子单位）	127	66.8	47.2	35.5
$E_{k,\ dep}$ （原子单位）	577	600	608	612
D （纳米）	15	12.9	13.9	12.15

表面上方体积隆起并形成丘状结构。沉积的能量不足以使材料熔化（丘状结构形成时不会发生熔化）。本文预测的金属表面纳米丘形成机制 [12]与绝缘体上纳米丘形成所采用的热尖峰模型 [56]不同。在本文考虑的弹坑形成情形下（$v > v_c$），表面上方的中和会引发晶格振动，并使靶材首次失稳。在固体内部，带电入射粒子与靶原子的弹性碰撞以及产生的反冲原子会使靶原子无序化，从而形成高度紊乱的近表面区域V。大量动能沉积到固体中，导致靶材内聚能显著降低。坑体积内靶原子之间的键合强度趋近于零，许多原子从表面喷出。在坑形成的中间阶段，活性体积V的中心温度可能远高于熔化温度。与表面下方碰撞级联过程中沉积的动能相比，表面上方过程中沉积的中和能对纳米坑形成的贡献较小；然而，弹坑尺寸对q 和v 的主要依赖关系由中和能决定。

5.2. 分子动力学模拟

我们还将当前实验结果与 [29] 中给出的分子动力学模拟进行了比较。我们将 HCI 氙离子的结果与 Xe^+ 离子进行比较：先对图 5 中的数据进行拟合，再进一步归一化，使势能等于 Xe^+ 的势能。比较结果如图 8 所示。图中还给出了核阻止本领 $S^{1/2}$ （实线）和离子能量 $E^{1/3}$（虚线）曲线。我们的结果与 Donnelly 和 Birtcher[39] 的实验数据以及分子动力学模拟 [29], 取得了非常好的一致性，这证实了我们实验方法的有效性。

值得一提的是，最近 Khara 等人采用结合双温模型（2T-MD） [57], 的分子动力学方法，模拟了体心立方金属（铁和钨）及面心立方金属（铜和镍）经 SHI（电子阻止本领区间）辐照后的结构演化 [23]。他们发现，多种材料参数（熔化温度、电子热导率和

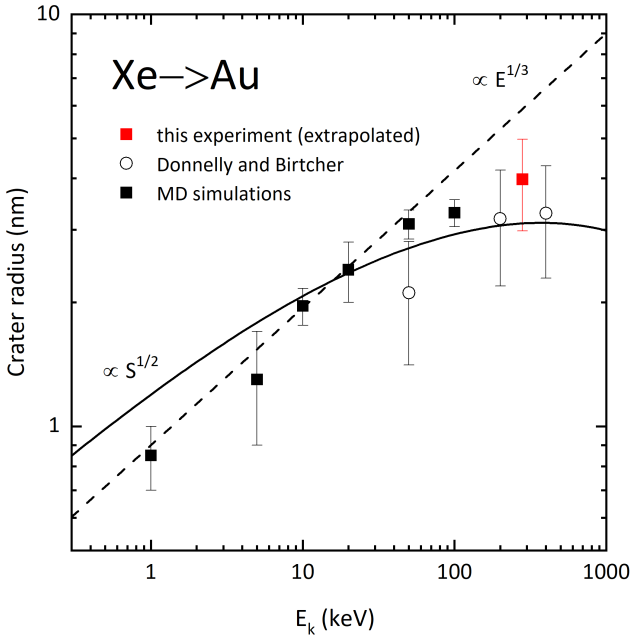

图 8：比较我们小组获得的陨坑半径随离子动能的变化结果与单电荷 Xe^+ 离子撞击金表面 [39] 的实验结果（Don- nelly 和 Birtcher）以及分子动力学模拟结果 [29]。图中还给出了核阻止本领 $S^{1/2}$ （实线）和离子能量 $E^{1/3}$ （虚线）曲线。

电子-声子耦合强度）及其电子性质的温度依赖性，会显著影响金属抵抗 SHI 辐照所致损伤的能力。他们还指出，面心立方金属具有较高的热导率和相对较弱的电子-声子耦合，因此对损伤相对不敏感，尽管其熔化温度相对较低。体心立方金属（铁和钨）较强的电子-声子耦合是导致这些金属易受损伤的主要原因 [23]。这些计算结果与 Au（面心立方金属）-高电荷态离子系统的实验结果相矛盾：在该系统中，我们在速度范围 $v \in [0.29, 0.38]$ a.u. 内观测到表面纳米陨坑，而在较低离子速度下$v \in [0.144, 0.19]$ a.u. 则观测到纳米丘 [18]。在纳米坑形成过程中，沉积的动能和中和能均参与其中；纳米丘的形成则主要由中和能驱动。相关计算 [23] 显示，体心立方金属和面心立方金属对 SHI 离子与表面相互作用时能量沉积的响应存在显著差异，这促使我们对高电荷态离子开展此类测试。目前尚无针对高电荷态离子的类似计算，而这类计算必须考虑中和过程。本文提出的模型代表了这类理论研究方法，其研究动机源于实验发现。

6. 结论

从理论和潜在应用的角度来看，理解金属表面纳米结构的形成机制都非常重要。本文

研究了经慢速高电荷态氙$^{q+}$ 离子辐照的金纳米层表面（q = 25、30、35、36和40）。对于此类系统，我们首次观测到高电荷态离子撞击导致金纳米层表面发生明显改变，形成纳米坑。这使我们得以系统研究纳米结构尺寸与离子的势能和动能之间的关系。对不同初始电荷态q 氙离子所形成弹坑直径D 的分析表明，该尺寸显著依赖于q 值（如图5所示，以势能表示）。此外，我们还研究了氙$^{35+}$离子与金纳米层相互作用时，结构形成对离子动能（280、360、420和480千电子伏）的依赖关系。在所分析的能量范围内，弹坑直径随离子动能仅发生微弱变化（图6）。我们采用微阶梯模型，对实验结果进行了定性解释：该模型结合了中和能与电荷依赖的动能沉积。我们还将实验结果与已有模拟和先前的实验数据进行了比较。这些结果有望对现代技术的进一步发展发挥重要作用（例如单个高电荷态离子纳米图案化 [58], 、高电荷态离子杂质在托卡马克等离子体与金属壁相互作用中的作用 [59]），并将拓展诸多应用可能性（例如DNA测序或海水淡化 [60]）。

致谢

设备的购置得到了欧洲区域发展基金的资助，资助项目为波兰创新经济运营计划（合同编号 WNP-POIG.02.02.00-26-023/08）、波兰东部发展计划（合同编号 POPW .01.01.00- 26-013/09-04）以及波兰教育与科学部（项目 28/ 489259/SPUB/SP/2021）。N. N. Nedeljkovi´c 和 M. D. Majki´c 感谢塞尔维亚共和国教育、科学和技术发展部的支持（项目 171016、171029）。

参考文献

[1] J. V. Barth、G. Costantini、K. Kern，《在表面上构筑原子与分子纳米结构》，《自然》 437 2005 671 679 doi:10.1038/ ( ) – . .[2] P. Apel，《聚合物中的快离子效应：工业应用》，《核仪器与方法：物理研究》B 辑：束流与材料和原子的相互作用 208 2003 11 20 doi:10.1016/ ( ) – . .[3] V. Rao、J. Amar、D. Avasthi、R. N. Charyulu，《用于持续药物递送的刻蚀离子径迹聚合物膜》，《辐射测量》36 (1-6) (2003) 585–589。 doi:10.1016/s1350-4487(03)00206-3。[4] G. Devaraju、N. Sathish、A. Pathak、A. Turos、M. Bazzan、E. Trave、P. Mazzoldi、B. Arora，《快重离子辐照对应变 AlGaN/GaN 多量子阱带隙的影响》，《核仪器与方法：物理研究》B 辑：束流与材料和原子的相互作用 268 19 2010 3001 3004 doi:10.1016/j.nimb. ( ) ( ) – . .[5] N. Choudhury、F. Singh、B. K. Sarma，《快重离子辐照对嵌入聚乙烯醇中的硫化铅量子点的影响》，《辐射效应与固体缺陷》 168 7 8 2013 498 503 doi:10.1080/ (-) ( ) – . .[6] J. Wiesner, H. Fueß, G. Wirth, E. J¨ager, E. Schimpf, P. Wagner, F. Hillmer, H. Adrian，《外延 2212-BSCCO 薄膜中重离子诱导效应对输运临界电流密度的影响》，《Physica C：超导》235-240（1994）2971–2972。 doi:10.1016/0921-4534(94)91012-x。[7] R. Spohr，《离子径迹技术——一项持续面临的挑战》，《New Astronomy Reviews》 42 3 4 1998 189 203 doi:10.1016/s1387-6473(98) (-) ( ) – 。. .[8] G. Rizza，《从离子锤击到离子成形：历史回顾》，《Journal of Physics：会议系列》 629 2015 012005 doi:10. ( ) 。.[9] W. L. Chan, E. Chason，《波纹的形成：控制低能离子溅射过程中表面演化的动力学过程》，《应用物理学杂志》101（2007）121301。 doi:10.1063/1.2749198。[10] R. E. Lake, J. M. oy, H. Grube, C. E. Sosolik，《离子撞击导致的能量沉积与电荷态相关》，《物理评论快报》107（2011）063202。doi:10.1103/PhysRevLett.107.063202。[11] R. A. Wilhelm, A. S. El-Said, F. Krok, R. Heller, E. Gruber, F. Au-mayr, S. Facsko，《强电子激发导致高电荷态离子在表面诱导形成纳米结构》，《表面科学进展》90（2015）377–395。doi:10.1016/j.progsurf.2015.06.001。[12] M. Majki´c, N. Nedeljkovi´c，《慢速高电荷态离子撞击固体表面形成纳米结构的速度效应》，《真空》190（2021）110301。 doi:10.1016/j.vacuum.2021.110301。[13] M. W. Thompson, J. S. Colligon, R. Smith, F. Aumayr, H. Winter，《势溅射》，《伦敦皇家学会哲学汇刊 A 辑》362（2003）77–102。 doi:10.1098/rsta.2003.1300.[14] J. Schwestka, H. Inani, M. Tripathi, A. Niggas, N. McEvoy, F. Libisch, J. K. F. Aumayr, R. A. Wilhelm，《利用慢速高电荷态离子在范德华异质结构中进行原子尺度刻蚀，形成纳米孔》，《ACS Nano》14（2020）10536–10543。 doi:10.1021/acsnano.0c04476。[15] S. Facsko, R. Heller, A. S. El-Said, W. Meissl, F. Aumayr，《单个高电荷态离子诱导形成的表面纳米结构》，《物理学杂志：凝聚态物质》21（2009）224012。 doi:10.1088/0953-8984/21/22/224012。[16] F. Aumayr, S. Facsko, A. S. El-Said, C. Trautmann, M. Schleberger，《单离子诱导的表面纳米结构：慢速高电荷态离子与快重离子的比较》，《物理学杂志：凝聚态物质》23（2011）393001。 doi:10.1088/0953-8984/23/39/393001.[17] J. M. Pomeroy, A. C. Perrella, H. Grube, J. D. Gillaspy，《利用慢速高电荷态离子辐照形成表面纳米结构》，《物理评论 B》162（2007）241409(R)。 doi:10.1103/PhysRevB.75.241409。[18] I. Stabrawa, Bana´s, A. Kubala-Kuku´s, K. Szary, J. Braziewicz, J. Czub, Ł. Jabło´nski, P. Jagodzi´nski, D. Sobota, M. Pajek, K. Skrzypiec, E. Mendyk, M. Teodorczyk，《利用慢速高电荷态 Xe^{q+} 离子改性金和钛纳米层》，《核仪器与方法：物理研究 B 辑》408（2017）235–240。 doi:doi.org/10.1016/j.nimb.2017.05.001。[19] R. L. Fleischer, P. B. Price, R. M. Walker，《固体中带电粒子径迹形成的离子爆炸尖峰机制》，《应用物理学杂志》36（1965）3645。 doi:10.1063/1.1703059.[20] E. S. Parilis，《多电荷离子撞击下的辐射效应》，《核仪器与方法：物理研究 B 辑》 116 1 4 1996 478 481 doi:10.1016/ (–) ( ) – 。. .[21] E. S. Parilis，《高电荷态离子引发的库仑爆炸溅射、陨坑与鼓泡形成》，《物理学文摘》T 92 2001 197 201 doi:10.1238/Physica. ( ) – 。.[22] K. Nordlund, F. Djurabekova，《纳米结构中的辐照多尺度建模》，《计算电子学杂志》 13 2014 122 141 doi:10.1007/ ( ) – 。.[23] G. S. Khara, S. T. Murphy, D. M. Duffy，《快重离子辐照金属导致的位错环形成》，《物理学杂志：凝聚态物质》29（2017）285303。 doi:10.1088/1361-648X/aa74f8.[24] M. Toulemonde, C. Dufour, E. Paumier，《非晶金属和半导体经高能重离子辐照后的瞬态热过程》，《物理评论 B》 46 1992 14362 doi:10.1103/PhysRevB.46. ( ) 。. .[25] C. Dufour, V. Khomrenkov, Y. Y. Wang, Z. G. Wang, F. Aumayr, M. Toulemonde，《尝试将非弹性热尖峰模型用于高电荷态离子诱导的 CaF_2 表面改性：与快重离子效应的比较及向其他一些材料的拓展》，《物理学杂志：凝聚态物质》 29 2017 095001 doi:10.1088/1361-648X/ ( ) 。. .[26] G. G. Ritchie, C. Claussen，《绝缘体中带电粒子径迹形成的核心等离子体模型

》，《核仪器与方法：物理研究》
198 1 1982 133 138 doi:10.1016/0167-5087(82)()()–。.
90064-3
[27] Z. Insepov, M. Terasawa, K. Takayama，《高电荷态离子引起的表面侵蚀与改性》，《物理评论 A》
77 2008 062901 doi:10.1103/()。.[28]
PhysRevA.77.062901
N. Nedeljkovi´c, M. Majki´c, D. Bo˘zani´c, R. Doj˘cilovi´c，《慢速高电荷态离子以任意碰撞几何撞击固体表面时里德伯态布居的动力学》，J PHYS B-AT MOL OPT 9（2016）125201。[29] E. M. Bringa, K. Nordlund, J. Keinonen，《坑蚀能量区间：从线性碰撞级联、热尖峰到宏观撞击》，《物理评论 B》64（2001）235426。 doi:10.1103/PhysRevB.64.235426。[30] S. E. Donnelly, R. C. Birtcher，《金的重离子坑蚀》，《物理评论 B》56（1997）13599–13602。 doi:10.1103/PhysRevB.56.13599。[31] G. Hayderer, S. Cernusca, V. Hoffmann, D. Niemann, N. Stolterfoht, M. Schmid, P. Varga, H. Winter, F. Aumayr，《慢速高电荷态离子对 Au 和 Al_2O_3 表面的溅射》，《核仪器与方法：物理研究 B 辑》75（2001）143–147。
doi:10.1016/S0168-583X(01)00668-1。[32] A. S. El-Said, W. Meissl, M. C. Simon, J. R. C. L´opez-Urrutia, I. C. Gebeshuber, J. Laimer, H. Winter, J. Ullrich, F. Aumayr，《利用慢速高电荷态离子辐照形成表面纳米结构》，《辐射效应与固体缺陷》
162 7 8 2007 467 472 doi:10.1080/()()–。.
10420150701470803
[33] D. Bana´s, Ł. Jabło´nski, P. Jagodzi´nski, A. Kubala-Kuku´s, D. Sobota, M. Pajek，《用于研究高电荷态离子轰击固体所产生 X 射线发射的 Ebis-a 装置》，《核仪器与方法：物理研究 B 辑》354（2015）125–128。
doi:10.1016/j.nimb.2014.11.107。[34] J. A. Brinkman，《金属辐射损伤的本质》，《应用物理学杂志》25（8）（1954）961–970。
doi:10.1063/1.1721810。[35] A. Seeger，《金属辐射损伤的本质》，载于：《固体与反应堆材料辐射损伤专题讨论会论文集》，第1卷，国际原子能机构，维也纳，1962年，第101–127页。[36] F. Seitz, J. S. Koehler，《辐照期间的原子位移》，载于：F. Seitz, D. Turnbull（编），《固体物理学》，第2卷，爱思唯尔，1956年，第307–442页。[37] J. S. Koehler, F. Seitz，《贵金属辐射损伤的本质》，《法拉第学会会刊》
31 1961 45 doi:10.1039/()。.[38]
df9613100045
K. L. Merkle, W. J¨ager，《重离子溅射中尖峰效应的直接观测》，《哲学杂志 A》 44 1981 741 762 doi:10.1080/()。.
01418618108239546
[39] R. C. Birtcher, S. E. Donnelly，《单离子撞击金所诱发的塑性流动》，《物理评论快报》
77 1996 4374 4377 doi:10.1103/()–。.[40]
PhysRevLett.77.4374
S. E. Donnelly, R. C. Birtcher，《离子诱导的金属表面尖峰效应》，《哲学杂志 A》 794 1999 133 145 doi:10.1080/()。.
01418619908214279
[41] M. D. Majki´c, N. N. Nedeljkovi´c, R. J. Doj˘cilovi´c，《慢速高电荷态离子与覆盖薄介电膜的金属表面相互作用：中和能在纳米结构形成中的作用》，Mater. Res. Express
4 2017 095027 doi:10.1088/2053-1591/()。.[42]
aa8bc7
M. Hattass, T. Schenkel, A. V. Hamza, A. V. Barnes, M. W. Newman, J. W. McDonald, T. R. Niedermayr, G. A. Machicoane, D. H. Schneider，《慢速高电荷态离子在固体中的电荷平衡时间》，《物理评论快报》82（1999）4795。
doi:10.1103/PhysRevLett.82.4795。[43] C. Lemell, A. El-Said, W. Meissl, I. Gebeshuber, C. Trautmann, M. Toule-monde, J. Burgd¨orfer, F. Au mayr，《慢速高电荷态离子在绝缘体表面诱导形成纳米丘》，《固态电子学》51（2007）1398–1404。 doi:10.1016/j.sse.2007.06.016。[44] M. D. Majki´c, N. N. Nedeljkovi´c, M. A. Mirkovi´c，《中和能对高电荷态离子以任意入射角撞击覆盖薄介电膜的金属表面并形成纳米结构的贡献》，《真空》
165 2019 62 67 doi:10.1016/j.()–。.[45]
vacuum.2019.04.002
J. Siegel, O. Lyutakov, V. Rybka, Z. Kolska, V. Svorc´ık，《溅射沉积于玻璃上的金纳米结构的性质》，Nanoscale Res. Lett. 6（2011）96。
doi:10.1186/1556-276X-6-96.[46] W. M¨oller，《离子-固体相互作用基础——简明导论》，亥姆霍兹离子束物理与材料研究所-德累斯顿-罗森多夫中心（2017）。[47] A. V. Krasheninnikov、K. Nordlund，《纳米结构材料中的离子和电子辐照诱导效应》，《应用物理学杂志》107（2010）071301。 doi:10.1063/1.3318261.[48] R. A. Wilhelm、W. M¨oller，《慢离子的电荷态依赖能量损失。II. 统计原子模型》，《物理评论A》93（5）（2016）052709。doi:10.1103/physreva.93.052709。[49] J. Biersack，《高电荷态对固体中离子阻止与射程的影响》，《核仪器与方法：物理研究 B 辑》80-81（1993）12–15。doi:10.1016/0168-583X(93)96065-K.
[50] R. Lake、N. Arista，《高电荷态离子与碳碰撞中的动能转移》，Phys. Rev. A 92 2015 052710 doi:10.1103/()..
PhysRevA.92.052710
[51] R. Wilhelm、P. L. Grande，《揭示低能重离子在
2 2 2019 89 doi:d材料中的能
10.1038/s42005-019-0188-7
量损失过程》，《通讯物理》()。。[52] I. Stabrawa、D. Bana´s、A. Kubala-Kuku´s、Ł. Jabło´nski、P. Jagodzi´nski、D. Sobota、K. Szary、M. Pajek、E. Mendyk、K. Skrzypiec、M. Borysiewicz，《高电荷态氙离子撞击金纳米层表面形成纳米坑》，J. Phys.: Conf. Ser. 1412（2020）202024。
doi:10.1088/1742-6596/1412/20/202024.[53] I. Stabrawa、D. Bana´s、K. Dworecki、A. Kubala-Kuku´s、J. Braziewicz、U. Majewska、J. Wudarczyk-Mo´cko、M. Pajek、S. G´o´zd´z，《利用X射线反射测量法和光谱椭偏法研究金纳米层的性质》，《波兰物理学报A辑》129（2016）233–236。
doi:10.12693/APhysPolA.129.233。[54] I. Stabrawa、A. Kubala-Kuku´s、D. Bana´s、G. Pepponi、J. Braziewicz、M. Pajek、M. Teodorczyk，《采用掠入射X射线衍射和X射线反射测量技术表征沉积在不同基底上的钛和氧化钛（IV）纳米层形貌》，《薄固体薄膜》
671 2019 103 110 doi:()–。。
10.1016/j.tsf.2018.12.034
[55] G. Zschomack、R. Heller、M. Kreller、S. Landgraf、F. Grossmann、U. Kentsch、V. P. Ovsyannikov、M. Schmidt、F. Ullmann，《德累斯顿电子束离子阱：现状报告与后续发展》，Rev. Sci. Instrum. 77（2006）03A904。
doi:10.1063/1.2164968。[56] A. S. El-Said、W. Meissl、M. C. Simon、J. R. C. L´opez-Urrutia、C. Lemell、J. Burgd¨orfer、I. C. Gebeshuber、H. Winter、J. Ullrich、C. Trautmann、M. Toulemonde、F. Aumayr，《慢速高电荷态离子撞击CaF_2(1 1 1)表面形成纳米丘的势能阈值》，《核仪器与方法：物理研究 B 辑》
258 2007 167 171 doi:()–。。
10.1016/j.nimb.2006.12.142
[57] D. M. Duffy、A. M. Rutherford，《在辐射损伤模拟中纳入电子阻止和电子-离子相互作用的影响》，《物理学杂志：凝聚态物质》
19 2007 016207 doi:10.1088/0953-8984/()。。
19/1/016207
[58] J. Gierak，《聚焦离子束纳米图案化：从传统应用到单离子注入展望》，Nanofabrication 1（2014）35–52。doi:10.2478/nanofab-2014-0004.[59] H. Winter，《托卡马克聚变等离子体中的高电荷态离子问题》，《Journal of Physics：会议系列》
58 2007 33 40 doi:10.1088/1742-6596/58/1/()–。。
005
[60] 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. Krashennikov、J. Kotakoski、M. Schle-berger，《高电荷态离子穿孔悬空二硫化钼单层》，J. Phys. Chem. Lett. 10 5 2019 904 910 doi:()
10.1021/acs.jpclett.8b03666
()–。。