

激光与光电子学进展

基于蒙特卡罗方法的离子束溅射熔融石英、硅、金和铜行为特征规律仿真研究

胡邦杰¹, 张清华², 刘民才², 许乔², 李亚国^{1*}¹成都精密光学工程研究中心, 四川 成都 610041;²中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900

摘要 采用蒙特卡罗方法研究了在不同溅射参数和材料模型下, 溅射产额、损伤密度分布和纵向能量损伤分布等溅射特征参量对离子束溅射作用效果的影响。通过 SRIM-2013 软件的粒子跟踪和物理统计结果, 分析了离子束初始能量、入射角度、离子种类和材料类型对表面溅射效果和能量沉积的影响规律, 研究了表面损伤分布规律与溅射参数和溅射产额的关系。结果表明: 85° 的束源倾角设置可促进级联粒子密度集中和密度峰值群向表面移动分别达到 2.8×10^8 atom/cm² 和 3×10^{-10} m, 平均能量损失减小 45.6%, Ar⁺ 溅射产额提高 4.7 倍; 声子和电离产生大量的能量损失抑制了溅射产额的提高, 两种能量损失占总损失比在 0° 入射时分别可达 69% 和 30%。

关键词 材料; 蒙特卡罗方法; 离子束; SRIM; 溅射产额; 损伤分布; 能量损失

中图分类号 O484.1

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP212871

Simulation Study on Behavior Characteristics of Ion-Beam Sputtering to Fused Silica, Silicon, Gold, and Copper Using Monte Carlo Method

Hu Bangjie¹, Zhang Qinghua², Liu Mincai², Xu Qiao², Li Yaguo^{1*}¹Fine Optical Engineering Research Center, Chengdu 610041, Sichuan, China;²Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, Sichuan, China

Abstract In this study, the Monte Carlo method is used to examine the effects on the sputtering characteristic parameters of sputtering yields, damage density distributions, and longitudinal energy damage distributions with different sputtering parameters and material models. Based on the particle tracking and physical statistical results of SRIM-2013 software, the effects of the initial energy of the ion beam, incident angle, ion type, and material type on surface sputtering and energy deposition are analyzed, and the relationship among surface damage distribution, sputtering parameters, and sputtering yield are studied. The results show that a beam-source inclination of 85° can promote the density concentration and peak density group of cascading particles to a surface of 2.8×10^8 atom/cm² and 3×10^{-10} m, respectively, thereby reducing the average energy loss by 45.6% and increasing the Ar⁺ sputtering yield by a factor of 4.7. The substantial energy loss caused by phonons and ionization inhibits the increase in sputtering yield, and the two energy losses account for 69% and 30% of the total loss, respectively, at an incidence angle of 0°.

Key words materials; Monte Carlo method; ion beam; SRIM; sputtering yield; damage distribution; energy loss

1 引言

在极端光学制造领域, 应用于深紫外(DUV)和极紫外(EUV)光刻的光学元件, 需要达到最严格的表面精度和光滑度条件^[1-2]。在多尺度误差强关联状态下,

不同空间频率范围的面形误差和表面粗糙度会影响光学系统性能, 传统光学成型工艺难以实现全频段波长一致的高收敛高精度目标。离子束去除加工通过溅射效应^[3], 从原子尺度上对靶位粒子逐次剥离, 抛光精度满足大口径亚纳光学元件的表面塑性, 因此在空间光

收稿日期: 2021-11-04; 修回日期: 2022-01-18; 录用日期: 2022-02-18; 网络首发日期: 2022-02-28

基金项目: 国家自然科学基金(62175221, 51505444)、中国工程物理研究院创新发展基金(CX2019025)、中国工程物理研究院激光聚变研究中心青年人才基金(LFRC-PD012)

通信作者: *yargolee@163.com

学、同步辐射^[4]、激光核聚变以及 EUV 光刻物镜系统中具有发展前景。

离子束采用非接触光学超精密加工手段,具有极高的材料可控精度,而材料去除的定量控制依赖于离子束对材料的溅射特性^[5-6]。因此研究溅射产额、损伤密度分布和能量损失分布等溅射特性,对于达到去除材料可控性的目的,具有十分重要的意义^[7]。离子束溅射特性受到离子种类、离子能量、入射角度和被溅射材料性质等溅射条件的影响^[8-9]。目前,国内外研究者通过仿真和实验来分析溅射特性,如 Yoshimura 等^[10]、Hine 等^[11]、Ikuse 等^[12]、Wu 等^[13]通过石英晶体微平衡(QCM)实验给出了一定能量范围内金属氧化物、金属和非金属单质的溅射产额;Shulga^[14]、Hofsäss 等^[15]采用蒙特卡罗程序(OKANA、SRIM 和 TRIDYN 等)预测掠射角轰击靶材的溅射率,定量模拟溅射原子余弦分布和离子注量分布。

以往的研究大部分针对 Ar 离子束刻蚀熔融石英为模型,对不同离子能量和入射角度的离子束刻蚀效率和射程深度进行了理论及仿真研究,但对于不同种类离子与靶材材料之间相互作用的溅射产额、能量损

失和损伤范围的研究较少。本文主要研究束源为多种惰性原子的低能离子束溅射硅靶过程中的线性级联碰撞的作用行为,利用 SRIM 软件进行蒙特卡罗方法的模拟^[16-18],通过改变离子束的入射参数研究离子能量、入射角度、离子种类和靶材材料对溅射产额和损伤深度的影响规律,并给出离子束参数与溅射产额、损伤分布和能量损失的关系。

2 离子束溅射物理模型与模拟方法

2.1 线性碰撞原理

根据 Sigmund 溅射理论,离子束溅射反应机理通过弹性碰撞过程进行分类,如图 1 所示。其中,入射粒子在单次弹性碰撞过程中,形成的初级反冲粒子(PKA)有足够的能量发生溅射,但无法继续碰撞其他粒子形成碰撞级联;线性碰撞的初级反冲粒子有更高动能继续碰撞其他粒子,产生二次反冲原子(SRA)以及高次反冲原子,此过程形成的线性碰撞密度较低;然而非线性碰撞的级联密度较高,能量沉积区域内的所有原子全部运动起来,并发生相互碰撞^[19]。

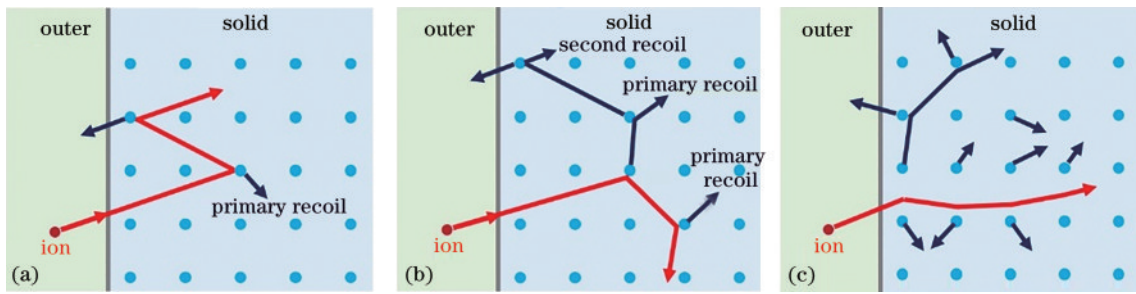


图 1 碰撞级联分类示意图。(a) 单次碰撞过程; (b) 线性碰撞过程; (c) 非线性碰撞过程

Fig. 1 Diagram of collision cascade classification. (a) Single collision regime; (b) linear collision process; (c) nonlinear collision process

离子束溅射的理论和实验结果表明,材料的碰撞级联类型与入射离子能量有密切关系。本文采用的低能量(100~1500 eV)离子束的碰撞级联效应为线性碰撞过程,入射离子有足以产生二次反冲原子的能量,并保持碰撞发生在有限空间的低密度碰撞。

2.2 蒙特卡罗方法模型建立

本文采用 SRIM 软件模拟的蒙特卡罗(MC)算法仿真过程流程图如图 2 所示,其过程分为基本输入参数、线性碰撞级联和计算具体参数。基本输入参数中溅射条件参数和材料模型参数所对应的部分初始条件和边界条件见表 1 和表 2。对于仿真程序中的 4 种重要靶损伤参数概念的定义见表 3。

首先 Part I 根据输入条件,离子注入固体后与靶材原子发生弹性碰撞,采用 MC 方法计算和追踪随机的初级反冲粒子出射能量和运动方向; i 次反冲粒子进入 Part II 的线性弹性碰撞循环函数,当粒子能量 $E_i > E_{\text{disp}}$,克服晶格能 E_{lat} 约束,再次进入循环函数;对于位移 \vec{x}_i 接近表面的粒子进入 Part III 的逃逸判断,当粒子

能量 $E_i > E_{\text{surf}}$,摆脱表面束缚发生溅射;否则,粒子能量 E_i 不足以克服表面和晶格束缚,进入 Part IV 的反冲粒子能量以声子形式通过晶格振荡形式损失。

3 模型仿真结果与分析

3.1 溅射仿真数学模型

材料溅射产额表示每入射离子溅射出的靶原子数,通过束流在法向的去除速率,计算溅射产额关于离子能量和入射角度的统计平均值为

$$Y(\epsilon, \theta) = \frac{v_0 N g(\theta)}{J \cos \theta}, \quad (1)$$

式中

$$g(\theta) = \exp[-b(\cos^{-1}\theta - 1)], \quad (2)$$

式中: ϵ 表示入射离子能量; θ 表示离子入射角度; J 表示束流密度; N 表示靶材的原子密度; v_0 表示材料法向去除速率; $g(\theta)$ 表示随入射角度 θ 变化指数衰减的 Yamamura 修正系数, Sigmund 溅射理论对于低倾角入射能准确预测,修正系数的值趋近 1, 当入射角度接近

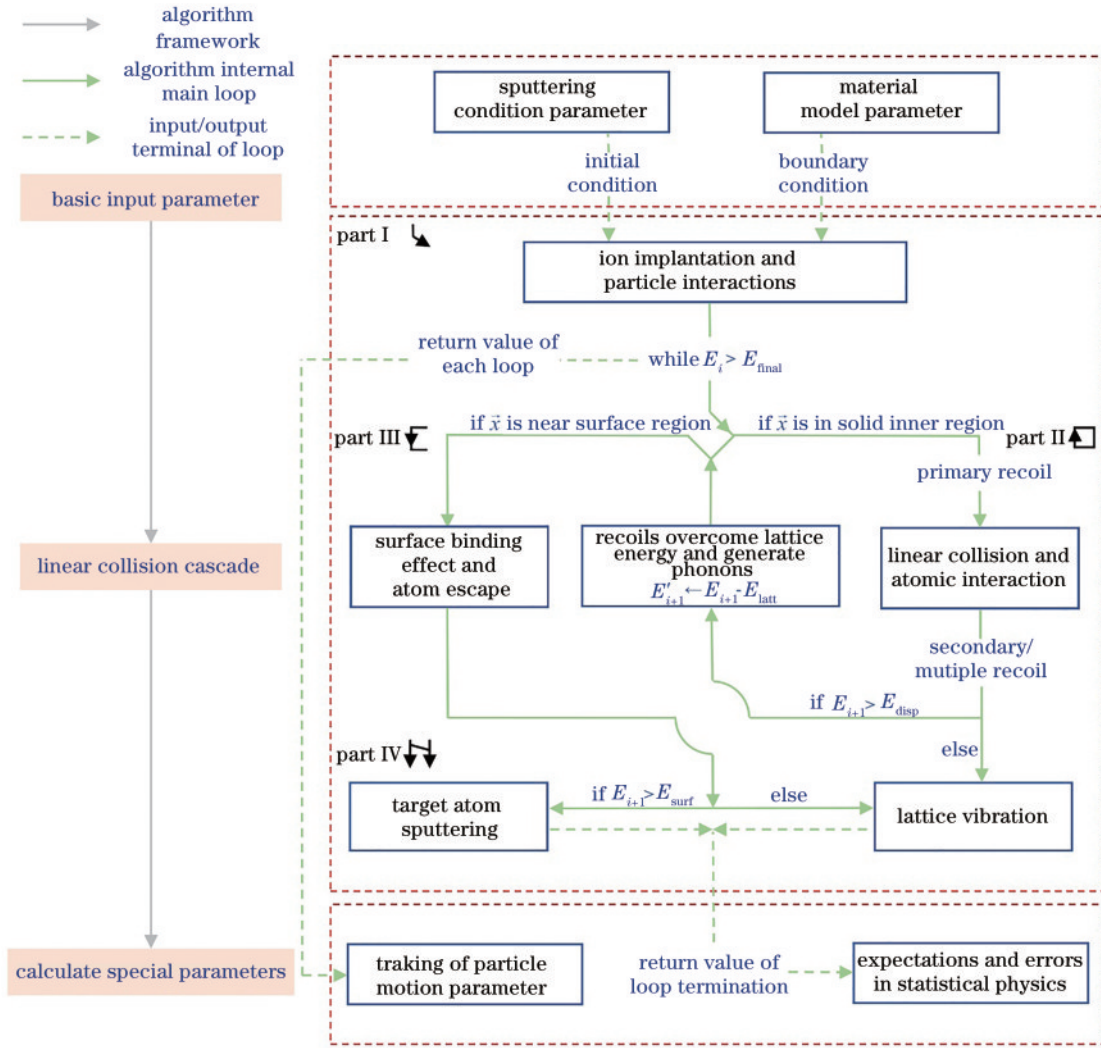


图 2 线性碰撞理论的程序算法流程图

Fig. 2 Flow chart of program algorithm for linear collision theory

表 1 入射离子的溅射条件参数

Table 1 Parameters of sputtering condition for incident ions

Type of condition	Parameter setting
Ion species	Inert gas (He, Ne, Ar, Kr, Xe)
Ion energy	100-1500 eV
Incident angle	0°-85°

90°时,由于离子反弹效应等影响,修正系数须迅速趋近零^[20]。

入射离子能量平均散射深度 $a(\epsilon)$ 与入射离子能量之间的关系表示为^[21]

$$a(\epsilon) = \frac{1-m}{2m} \gamma^{m-1} \frac{\epsilon^{2m}}{NC} \propto \epsilon^{2m}, \quad (3)$$

式中: C 表示原子间相互势相关常数; γ 表示靶原子与入射原子质量比的相关系数(质量比上升相关系数增大); m 表示与入射离子能量相关常数(射频离子束源加工能量约为 300~1200 eV, 此时 $m \approx 0.25$ ^[22])。

令式(1)中 $\theta = 0$, 溅射产额与入射离子能量的关系表示为

$$Y(\epsilon, 0) = \frac{Np\epsilon a_s}{a(\epsilon)\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{a_s^2}{2}\right) \propto \epsilon^{1-2m}, \quad (4)$$

表 2 材料模型参数

Table 2 Parameters of material model

Type of sample	Element	Atom stoich /%	Displacement energy E_{disp} /eV	Lattice binding energy E_{latt} /eV	Surface binding energy E_{surf} /eV
Fused silica	Si	33.33	21	2.1	3.1
	O	66.66	22	2.2	3.2
Silicon	Si	100.00	15	4.7	2.0

表 3 靶损伤参数概念

Table 3 Concept of target damage parameter

Type of parament	Concept of contents
Displacement energy E_{disp}	Minimum energy that a recoil needs to overcome and to move away from its original site
Lattice binding energy E_{latt}	Minimum energy that a recoil loses when it leaves its lattice site
Surface binding energy E_{surf}	Minimum energy that a target atom must overcome to leave surface

式中： p 表示表面结合能和散射截面相关常数； a_s 表示能量纵向散射深宽比。

3.2 溅射产额分布特征

对束源为 He^+ 、 Ne^+ 、 Ar^+ 、 Kr^+ 和 Xe^+ 的低能离子束溅射硅靶进行仿真模拟。硅靶溅射产额随入射能量

和入射角度的变化情况如图 3、图 4 所示。图 3 为入射角度 0° 、 45° 和 85° 的溅射产额随离子能量的关系趋势，图 4 为 1000 eV 离子能量下溅射率与 $0^\circ \sim 85^\circ$ 入射角度分布规律的 Yamamura 凸型曲线。

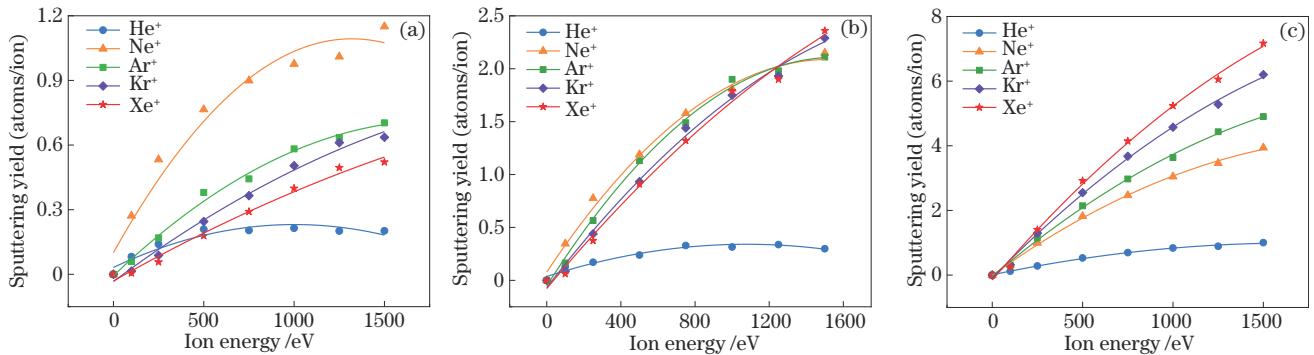
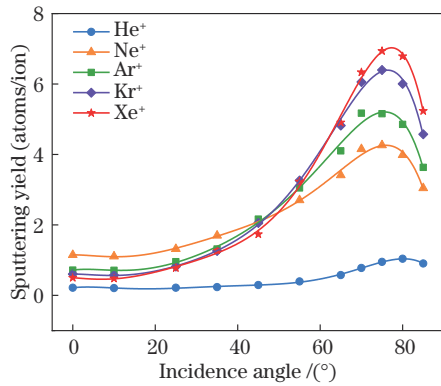
图 3 不同离子能量和入射角度下溅射产额的分布情况。(a) 0° ；(b) 45° ；(c) 85° Fig. 3 Distribution of sputtering yield under different energies and incident angles. (a) 0° ; (b) 45° ; (c) 85° 

图 4 不同入射角度下溅射产额的分布情况

Fig. 4 Distribution of sputtering yield under different incident angles

如图 3 所示,已知溅射产额的能量特性式(4),对仿真数据进行非线性拟合可得靶原子溅射产额与入射能量的平方根成正比;当入射角度为 0° 时,入射离子随原子序数 Z 增大溅射产额减小,表明质量相对较轻的 Ne^+ 容易在碰撞过程改变入射方向,产生碰撞级联的横向扩大,一定程度提高溅射产额;但当入射角度为 85° 时,重离子溅射产额显著提高, Xe^+ 斜入射更易引起反冲原子背散射以提高溅射效率。然而在所研究的能量范围内, He^+ 产额的溅射率最低, He^+ 离子受靶表面排斥作用背射率达 20%; He^+ 较小的原子半径降低了与靶原子的碰撞概率,大量离子进入靶材内部,不能在

表面形成有效的碰撞级联。图 4 表明,随着入射角度从 0° 上升到 35° 溅射产额缓慢增加,在 35° 到 75° 阶段显著增长,并在 75° 左右达到顶峰后迅速锐减。其中 Ar^+ 溅射产额从 0° 的 0.75 atoms/ion 上升到 85° 的 3.5 atoms/ion,增加了 4.7 倍。由于入射角度的增加,入射离子横向分量逐渐增大,在硅表面附近横向作用范围扩大引起更多的碰撞级联,利于反冲原子形成提高溅射率。但当离子入射角度增加到极大值,纵向速度较低,背散射难以引起碰撞级联扩大化,产生的反冲原子急剧减少。

3.3 损伤范围分布特征

将离子束入射角度分别固定在 0° 、 45° 和 85° 条件下进行溅射仿真模拟,使入射离子能量从 0 上升至 1500 eV,能量每升高 250 eV 记录一次的变化量数据,得到损伤深度变化量随离子能量变化的曲线如图 5 所示。碰撞级联作用区域和反冲原子纵向损伤密度的分布规律分别如图 6 和图 7 所示。

如图 5 所示,已知离子损伤深度的能量特性式(3),随着能量升高,损伤深度逐渐升高,与能量平方根成正比;1000 eV 轰击状态下, 85° 的损伤深度约为 20×10^{-10} m,相比 45° 和 0° 的 27×10^{-10} m 和 38×10^{-10} m 更低,碰撞级联发生在表面; He^+ 的损伤深度远高于其他离子的作用范围,因其较小的原子半径降低了与靶原子碰撞传递动量的机会,利用 He^+ 深入到固体内部。

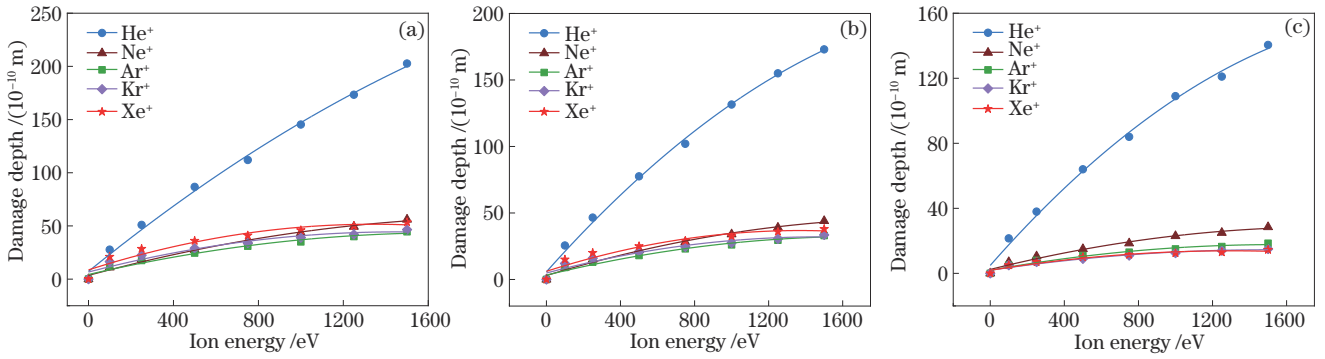


图 5 不同离子能量和入射角度下损伤深度的变化情况。(a) 0°; (b) 45°; (c) 85°

Fig. 5 Change of damage depth under different energies and incident angles. (a) 0°; (b) 45°; (c) 85°

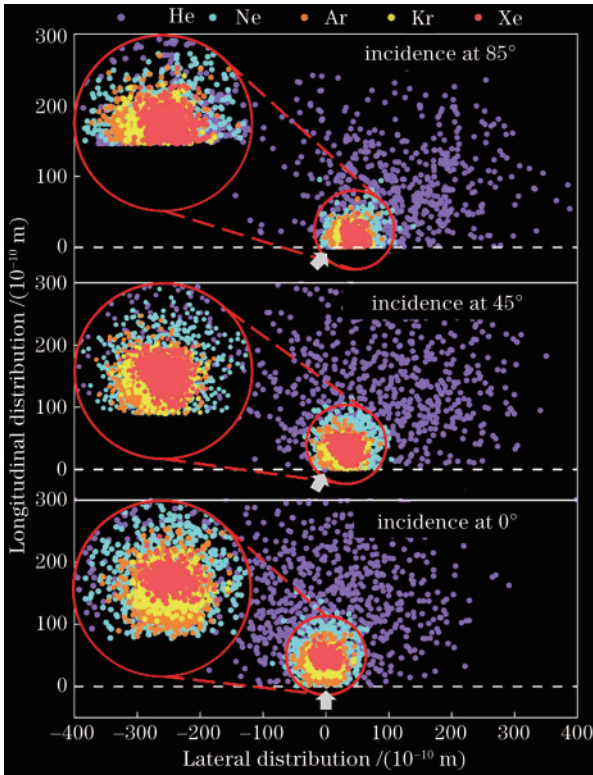


图 6 不同入射角度下的碰撞级联作用区域

Fig. 6 Impact region of collision cascade at different incident angles

如图 6 可知, 0°、45°和 85°损伤分布中心到入射点距离和损伤斑直径保持稳定, 损伤范围通过朝着入射倾角改变的方向发生移动。但掠射角为 85°时, 原本在靶材表面附近产生的碰撞级联区域平移至表面以外, 以及高倾角的背散射效应, 导致溅射产额大幅减小。从图 7 中可知, 损伤密度最大值出现从入射角度 0°的 25×10^{-10} m 变化到 45°的 18×10^{-10} m 和 85°的 3×10^{-10} m, 这表明高倾角下碰撞级联逐渐向表面集中, 根据 Xe⁺ 的 85°损伤密度峰值 (2.8×10^8 atoms/cm²) 是 0°损伤密度峰值 (1.1×10^8 atoms/cm²) 的 2.5 倍可知, 高倾角纵向射程更近, 容易在靶距表面更近的区域产生损伤。

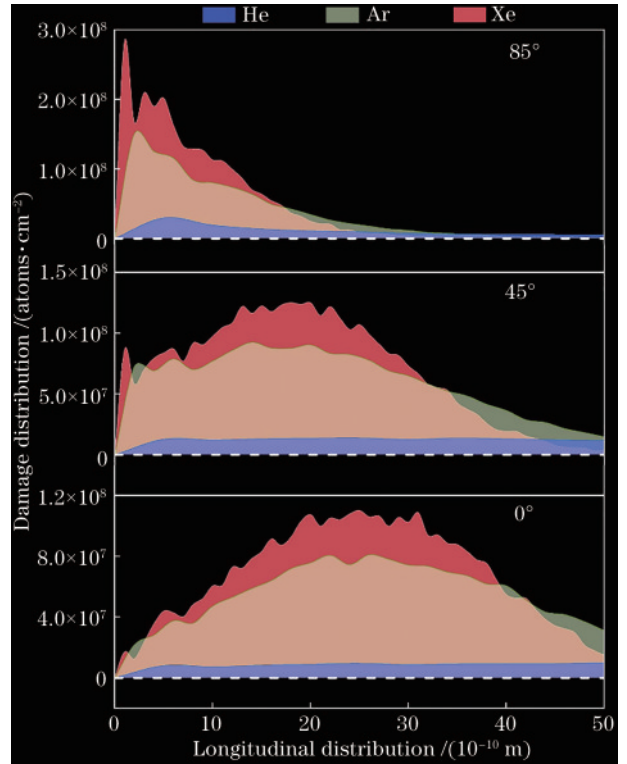


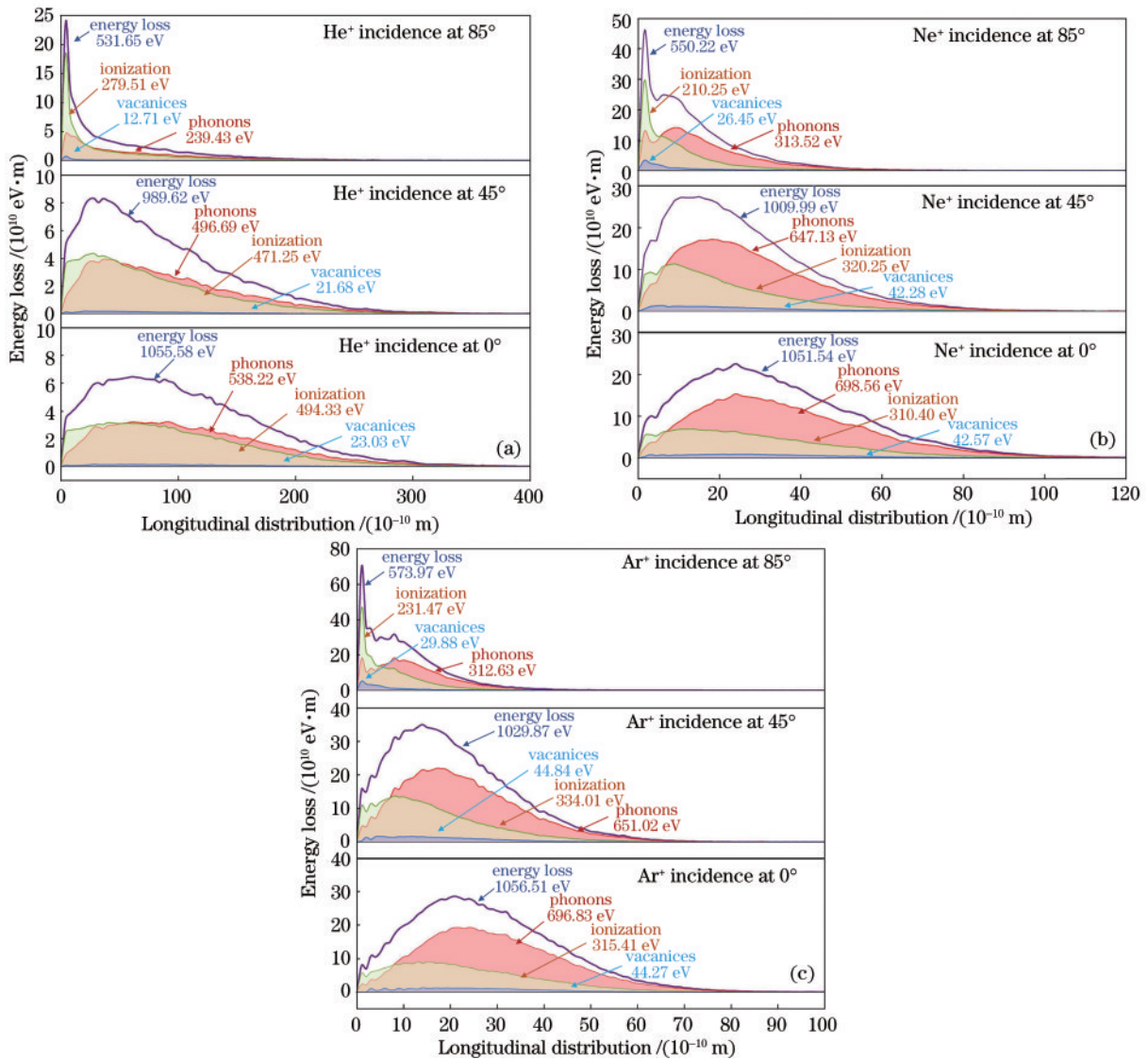
图 7 损伤密度的纵向分布规律

Fig. 7 Longitudinal distribution of damage density

3.4 能量损失分布特征

如图 8 所示, 将入射角度为 0°、45°和 85°条件下 1000 eV 离子能量的 He⁺、Ne⁺和 Ar⁺轰击硅靶表面, 记录随入射深度变化的单位深度能量损失数据, 分别进行每 10^{-10} m 的总能量损失与声子、电离能和空位的能量损失对比。其中电离是电子从反冲原子和运动离子吸收能量; 声子是储存在晶格中原子振荡的能量(反冲粒子克服晶格束缚的损失能量和无法溅射出表面的反冲粒子的动能, 皆以声子形式耗散); 空位是原子溅射出表面产生空的晶格位置所消耗的能量。

从图 8 可知, 入射离子的能量耗散成分分别为 50%~70% 的声子和 30%~51% 的电离能, 二者比 2%~5% 的空位产生的能损大数十倍, 且随深度的分布也不相同。当 Ar⁺入射角度从 0°上升到 85°时, 电离

图 8 不同离子能量损失的纵向分布规律。(a) He⁺; (b) Ne⁺; (c) Ar⁺Fig. 8 Longitudinal distributions of energy loss of different ions. (a) He⁺; (b) Ne⁺; (c) Ar⁺

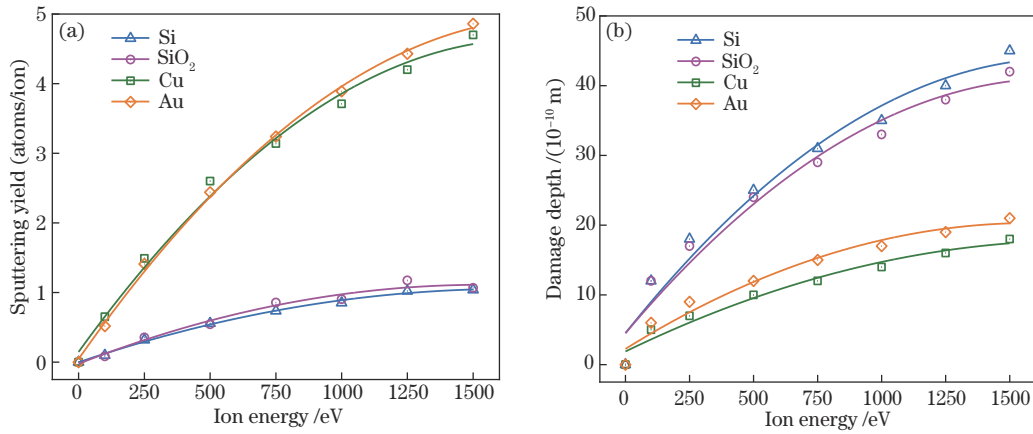
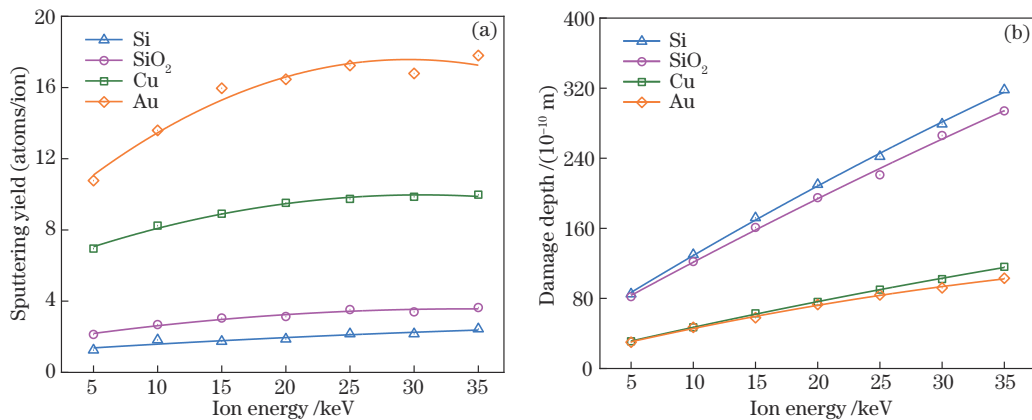
能仅从 315.41 eV 下降到 231.47 eV, 但总能量损失从 1029.87 eV 大幅降至 573.97 eV, 电离能占比升高。入射角度为 85° 时出现总能量损失峰值位置约为 1×10^{-10} m, 垂直入射时峰值位置约为 21×10^{-10} m, 表明能量在表面位置迅速耗散, 滞留在靶体内部的原子较少。He⁺ 和 Ne⁺ 采用不同倾角轰击时, 也表现为高倾角的电离能占比更高, 结果表明高倾角下线性碰撞过程的轨迹路程更长。声子能量从 696.83 eV 大幅下降为 312.63 eV, 使得总的能量损失减小 384.20 eV, 反冲离子能保留高动能摆脱表面束缚, 相比 0° 和 45° 有效降低了晶格振荡形式的声子能损。

3.5 离子种类和靶材材料对溅射特征的影响

为了对比金属材料 Cu 和 Au 与非金属材料 Si 和 SiO₂ 的溅射产额和损伤深度的关系, 利用低能量 Ar 离子和高能量 Ga 离子垂直轰击 4 种不同材料的靶材, 结果分别如图 9 和图 10 所示。图 9 为 Ar 离子在 0~1500 eV 低能量状态下轰击模型的溅射产额和损伤深

度的仿真结果, 图 10 为 Ga 离子在 5~35 keV 高能量状态下的溅射产额和损伤深度的仿真结果。

从图 9 可以看出, 当离子能量为 0~1500 eV 的 Ar 离子轰击材料表面时, 溅射产额和损伤深度与离子能量的平方根成正比, 这是由于 Ar 离子在低能量下核阻止本领占主要因素(电子阻止本领可以忽略), 离子能量相关参数 m 约为 0.25。同时, Ar 离子入射金属 Au/Cu 原子的溅射产额比非金属 Si/SiO₂ 原子更高, 溅射深度更浅。说明原子质量较大的金属原子比原子质量较轻的非金属原子可以更有效地吸收 Ar 离子轰击传递的动能, 显著提高金属原子的溅射率, 金属原子较大的原子半径也有效地提高了与 Ar 离子碰撞吸收能量的机会; 所以金属原子较大的原子质量和原子半径, 对于注入的 Ar 离子有着更高的单位距离能量损失, 导致 Ar 离子对金属表面造成的损伤深度较浅。图 10 显示, 离子能量 5~35 keV 的 Ga 离子溅射靶材的溅射产额和损伤深度随能量升高而增加, 溅射产额随离子能量

图 9 Ar 离子对 Si/SiO₂/Cu/Au 溅射作用的影响。(a) 溅射产额; (b) 损伤深度Fig. 9 Effect of Ar ion on sputtering of Si/SiO₂/Cu/Au. (a) Sputtering yield; (b) damage depth图 10 Ga 离子对 Si/SiO₂/Cu/Au 溅射作用的影响。(a) 溅射产额; (b) 损伤深度Fig. 10 Effect of Ga ion on sputtering of Si/SiO₂/Cu/Au. (a) Sputtering yield; (b) damage depth

增加出现增长放缓, 损伤深度呈线性增长趋势。这是因为对于 10 keV 数量级的入射离子能量, 电子阻止本领不能忽略, 核阻止能量损失和电子阻止能量损失随离子能量增加分别表现为下降和上升的趋势, 但总的阻止能量损失变化较小。故在 5~35 keV 变化范围, 离子能量的溅射产额变化幅度较小并且离子能量关于损伤深度线性增大。同时重金属 Au 原子比 Cu 具有更高的原子质量, 从而导致高能 Ga 离子入射的 Au 原子溅射产额超过 Cu 原子的 1.5 倍, 且能量越高溅射产额的比值越大。结果表明, 材料的原子质量通过改变靶原子与入射原子质量比的相关系数 γ , 会显著影响材料的溅射产额, 更高原子质量的 Au 原子能有效吸收高能状态下 Ga 离子的动能, 在表面形成更多的碰撞级联以脱离表面能的束缚。

4 结 论

针对离子束溅射作用机理, 采用 MC 方法模拟, 分析了不同工艺参数下线性碰撞模型程序计算中溅射特征量分布规律的可靠程度, 讨论不同离子能量和入射倾角条件下沉积范围和能量耗散的强相关性, 并对不同参数条件独立性的物理机理进行了分析, 为评估离

子束轰击过程中的溅射产额和损伤程度提供参数。数据分析结果表明: 对于 MC 模拟离子束的溅射特征量, 可以利用离子追踪通过计算参数值的物理统计量得到; 而不同溅射特征量包括溅射产额、损伤范围和能量交换的相互影响规律, 可以解释在不同工艺条件下, 溅射作用的参数特性; 对于掠射角下轰击时, 横向碰撞级联范围扩大的反冲原子浓度峰值在纵向深度为 1×10^{-10} m 时达到最大为 2.8×10^8 atoms/cm², 反冲原子背散射后容易摆脱晶格束缚到达表面, 避免垂直入射时导致大量反冲原子滞留固体内部产生的晶格振荡, 有效地提高了溅射产额, 在离子束加工中具有很好的应用价值。

参 考 文 献

- [1] 戴一帆, 彭小强. 光刻物镜光学零件制造关键技术概述[J]. 机械工程学报, 2013, 49(17): 10-18.
Dai Y F, Peng X Q. Overview of key technologies for optical manufacturing of lithographic projection lens[J]. Journal of Mechanical Engineering, 2013, 49(17): 10-18.
- [2] 毛姗姗, 李艳秋, 刘克, 等. 高数值孔径自由曲面极紫外光刻物镜光学设计[J]. 红外与激光工程, 2019, 48(8): 178-184.

- Mao S S, Li Y Q, Liu K, et al. Optical design of high numerical aperture extreme ultraviolet lithography objective with freeform surfaces[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2019, 48(8): 178-184.
- [3] 唐瓦. 离子束抛光大口径非球面去除模型与工艺研究[D]. 长春: 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 2016: 29-43.
Tang W. Research on removal model and technology for ion beam figuring large aspherical mirror[D]. Changchun: Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, 2016: 29-43.
- [4] Goto T, Nakamori H, Kimura T, et al. Hard X-ray nanofocusing using adaptive focusing optics based on piezoelectric deformable mirrors[J]. *The Review of Scientific Instruments*, 2015, 86(4): 043102.
- [5] 石峰, 田野, 乔硕, 等. 高能激光单晶硅反射镜纳米精度控形控性制造技术[J]. *中国激光*, 2021, 48(4): 0401007.
Shi F, Tian Y, Qiao S, et al. Nanoprecision control of shape and performance manufacturing technology for high-energy laser silicon components[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(4): 0401007.
- [6] 康乐, 蒋世磊, 孙国斌, 等. 光阑法变口径离子束修形仿真研究[J]. *激光与光电子学进展*, 2021, 58(8): 0810016.
Kang L, Jiang S L, Sun G B, et al. Simulation study on ion beam polishing with changing aperture by diaphragm method[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2021, 58(8): 0810016.
- [7] 金石声, 朱林山, 苟富均, 等. 低能 He⁺、Ar⁺、Xe⁺轰击 SiC 的蒙特卡诺模拟[J]. *功能材料*, 2007, 38(10): 1590-1593, 1596.
Jin S S, Zhu L S, Gou F J, et al. Monte Carlo simulation of low energy He⁺, Ar⁺, Xe⁺ bombardment in SiC[J]. *Journal of Functional Materials*, 2007, 38(10): 1590-1593, 1596.
- [8] Nakles M, Pierru J, Wang J, et al. Experimental and modeling studies of low energy ion sputtering in ion thrusters[C]//39th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, July 20-23, 2003, Huntsville, Alabama. Virginia: AIAA Press, 2003: 5160.
- [9] Tartz M, Neumann H. Sputter yields of carbon materials under xenon ion incidence[J]. *Plasma Processes and Polymers*, 2007, 4(S1): S633-S636.
- [10] Yoshimura S, Hine K, Kiuchi M, et al. Experimental evaluation of CaO, SrO and BaO sputtering yields by Ne⁺ or Xe⁺ ions[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2011, 44(25): 255203.
- [11] Hine K, Yoshimura S, Ikuse K, et al. Measurement of magnesium oxide sputtering yields by He and Ar ions with a low-energy mass-selected ion beam system[J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2007, 46(12L): L1132-L1134.
- [12] Ikuse K, Yoshimura S, Hine K, et al. Sputtering yields of Au by low-energy noble gas ion bombardment[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2009, 42(13): 135203.
- [13] Wu S M, van de Kruijs R, Zoethout E, et al. Sputtering yields of Ru, Mo, and Si under low energy Ar⁺ bombardment[J]. *Journal of Applied Physics*, 2009, 106(5): 054902.
- [14] Shulga V I. Note on the artefacts in SRIM simulation of sputtering[J]. *Applied Surface Science*, 2018, 439: 456-461.
- [15] Hofsäss H, Zhang K, Mutzke A. Simulation of ion beam sputtering with SDTrimSP, TRIDYN and SRIM[J]. *Applied Surface Science*, 2014, 310: 134-141.
- [16] 崔新强, 陈佳, 李海兵. 石英玻璃金属化的蒙特卡洛模拟[J]. *表面技术*, 2014, 43(5): 105-108, 123.
Cui X Q, Chen J, Li H B. Monte-Carlo simulation of quartz glass metallization[J]. *Surface Technology*, 2014, 43(5): 105-108, 123.
- [17] Smith D A, Joy D C, Rack P D. Monte Carlo simulation of focused helium ion beam induced deposition[J]. *Nanotechnology*, 2010, 21(17): 175302.
- [18] 杨鑫, 王冠博, 李润东, 等. 离子输运蒙特卡罗模拟的步长选取[J]. *计算物理*, 2014, 31(4): 417-423.
Yang X, Wang G B, Li R D, et al. Flight path selection in Monte Carlo code ITR for ion transport[J]. *Chinese Journal of Computational Physics*, 2014, 31(4): 417-423.
- [19] Padilla-Cabal F, Resch A F, Georg D, et al. Implementation of a dose calculation algorithm based on Monte Carlo simulations for treatment planning towards MRI guided ion beam therapy[J]. *Physica Medica*, 2020, 74: 155-165.
- [20] Yamamura Y. A simple analysis of the angular dependence of light-ion sputtering[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 1984, 2(1/2/3): 578-582.
- [21] Sigmund P. Theory of sputtering. I. Sputtering yield of amorphous and polycrystalline targets[J]. *Physical Review*, 1969, 184(2): 383-416.
- [22] Rainer B. Sputtering by particle bombardment I: physical sputtering of single-element solids[M]//Topics in applied physics. Heidelberg: Springer, 1981, 47: 145-218.