

PKA 原子和 SKA 原子对同位素(溅射) 富集度的贡献分析*

郑里平¹⁾²⁾ 张虎勇¹⁾ 王庭太^{1)†} 马余刚¹⁾

¹⁾(中国科学院上海应用物理研究所, 上海 201800)

²⁾(中国科学院国际材料物理中心, 沈阳 110016)

(2003 年 6 月 13 日收到; 2003 年 8 月 27 日收到修改稿)

04 A

用 Monte Carlo 模拟方法, 分析了 PKA 原子和 SKA 原子对同位素(溅射)富集度的贡献。对于低能零剂量 $^{63}\text{Cu}_0, ^{65}\text{Cu}_0$ 溅射, 同位素富集度是 SKA 原子的动量不对称性贡献。对于低能零剂量 $^{92}\text{Mo}_0, ^{100}\text{Mo}_0$ 溅射, 是 PKA 原子的动量不对称性贡献。

关键词: 溅射, 同位素富集度, 动量不对称性

PACC: 7920N

1. 引 言

多元材料溅射是一种在荷能粒子轰击下对材料表面原子尺度的侵蚀, 是薄膜技术, 材料表面分析及高剂量离子束材料改性等应用领域必须关注的课题。

多元材料溅射中同位素溅射是最简单的, 因为仅需考虑质量效应。同位素溅射的研究起始于 1979 年^[1,2]。人们发现, 在高轰击剂量 $^{63}\text{Cu}-^{65}\text{Cu}$ 同位素溅射中轻同位素 (^{63}Cu) 在靶表面垂直方向择优发射, 也就是说在高轰击剂量时同位素(溅射)富集度是角有关的。20 世纪 80 年代初^[3-8], 理论与模拟计算研究低轰击剂量极限(又称为零剂量)时的同位素(溅射)富集度, 得到了相反的结论。理论预言同位素(溅射)富集度是角无关的^[3], 但是模拟计算表明同位素(溅射)富集度是角有关的^[4-7]。这争论一直持续到 20 世纪 90 年代初^[9-18]。因为多年没有解决, 在 1993 年这争论还被 Sigmund 称之为溅射同位素迷团^[10]。1996 年得到了共识如下^[19-28]: 例如对于 $5\text{keV Ar} \rightarrow ^{92}\text{Mo}-^{100}\text{Mo}$ 系统, 低轰击剂量极限 (1.22×10^{15} ions/cm²) 时, 由于动量不对称性效应, 同位素(溅射)富集度是角有关的; 增大到较低轰击剂量 (2.43×10^{15} ions/cm²) 时, 由于动量不对称性效应与表面成分梯

度负效应相互抵消, 同位素(溅射)富集度才是角无关的; 再增大到高轰击剂量 ($> 12.50 \times 10^{15}$ ions/cm²) 时, 由于表面成分梯度正效应, 同位素(溅射)富集度又是角有关的^[19]。

由荷能离子撞击产生的反冲原子可分为 PKA (primary knock-on atoms) 原子和 SKA (secondary knock-on atoms) 原子两部分; 与此相应, 被溅射原子也可分为被溅射 PKA 原子(表示直接碰撞机理)和被溅射 SKA 原子(表示级联碰撞机理)两部分。早在 1985 年^[4], Shapiro 和 Tombrello 用 MD 模拟 (molecular dynamics simulation) 方法研究了高能 (> 1 keV) 零剂量 $^{63}\text{Cu}-^{65}\text{Cu}$ 同位素溅射, 显示了轻同位素 (^{63}Cu) 在靶表面垂直方向择优发射, 并且发现了与重 SKA 原子 (^{65}Cu) 相比, 轻 SKA 原子 (^{63}Cu) 平均来说带有较大的朝靶表面方向的动量(这称为 SKA 原子的动量不对称性)。在 1997 年^[24], Eckstein 用 MC 模拟 (Monte Carlo simulation) 方法研究了低能 (< 1 keV) 零剂量 $^{92}\text{Mo}-^{100}\text{Mo}$ 同位素溅射, 显示了轻同位素 (^{92}Mo) 在靶表面垂直方向择优发射, 并且发现了被溅射原子多数是 PKA 原子。新的争论(零剂量同位素(溅射)富集度是动量不对称性贡献还是 PKA 原子贡献?)由此开始。

本文通过模拟研究从低能到高能零剂量的 $^{63}\text{Cu}-^{65}\text{Cu}$ 和 $^{92}\text{Mo}-^{100}\text{Mo}$ 同位素溅射, 对于新的争论阐明我

* 国家自然科学基金(批准号: 19675061, 19875074)资助的课题。

† E-mail: wangt@sinr.ac.cn; 电话: 021-62415498。

们的观点.

2. MD 模拟与 MC 模拟的比较

在两种模拟比较之前,给出同位素富集度 $\delta(\theta)$ 定义^[9]

$$\delta(\theta) = [(Y_l(\theta)/Y_h(\theta))/(C_l/C_h) - 1] \times 100\%, \quad (1)$$

式中 $Y_l(\theta)$ 与 $Y_h(\theta)$ 分别是轻与重同位素,在发射极角 θ 与 $\theta + \Delta\theta$ 之间的溅射产额(单位是 atoms/ion), C_l 和 C_h 分别是轻与重同位素的基体成分(单位是原子百分比 at%).为了简便通常处理是 $C_l = C_h$,于是(1)式简化为

$$\delta(\theta) = [(Y_l(\theta)/Y_h(\theta)) - 1] \times 100\%. \quad (2)$$

MD 模拟采用多体相互作用势,考虑了荷能离子与原子之间(或原子之间)的短程和长程相互作用.MD 模拟描述的碰撞比 MC 模拟描述的二体碰撞近似要精确得多.MD 模拟描述的靶原子数目是有限的,因此通常被描述的是荷能离子容易穿过的晶体薄靶.这就使荷能离子的能量不能完全耗尽在靶里^[10],从而影响了计算与实验(实验中的靶是多晶体,甚至是无定形的厚靶,荷能离子的能量能完全耗尽在靶里^[9])结果比较的精确度.例如,Shapiro 和 Tombrello 的 MD 模拟^[4]计算了仅有 4 原子层晶体薄靶的高能零剂量⁶³Cu-⁶⁵Cu 同位素溅射,显示随着离子轰击能量的减小, $\delta(\theta \leq 35^\circ)$ 是减小但它的差值 $\delta(\theta \leq 35^\circ) - \delta(\theta > 35^\circ)$ 是增加的.高能零剂量⁹²Mo-¹⁰⁰Mo 同位素(无定形的厚靶)溅射的实验^[9]显示随着离子轰击能量的减小, $\delta(\theta = 17^\circ)$ 与它的差值 $\delta(17^\circ) - \delta(74^\circ)$ 都是增加的.在本 MD 模拟计算中,不仅使晶体靶适当加厚而且使离子轰击能量减小到溅射阈值附近,此时 MD 模拟计算结果应该与实验结果符合.1999 年,曾考虑了 12 原子层的晶体靶厚,用 MD 模拟计算了溅射阈值附近的零剂量⁶³Cu-⁶⁵Cu 同位素溅射^[22].MD 模拟显示,随着离子轰击能量的减小, $\delta(\theta \leq 35^\circ)$ 与它的差值 $\delta(\theta \leq 35^\circ) - \delta(\theta > 35^\circ)$ 都是增加的.显示 MD 模拟(晶体靶)结果^[22]与 1993 年实验(无定形的厚靶)结果^[9]定性符合.由于 MD 模拟描述的靶原子数目是有限的,为了保证统计性至今 MD 模拟选择 $\Delta\theta$ 是很大的($\theta \leq 35^\circ$ 表明 $\theta = 0^\circ, \Delta\theta = 35^\circ$. $\theta > 35^\circ$ 表明 $\theta = 35^\circ, \Delta\theta = 65^\circ$).

MC 模拟虽然仅考虑二体碰撞近似,但是它描述的结构是无定形的深度是半无限的厚靶,这与实验中的靶相似,所以 MC 模拟结果^[9]往往与实验结

果^[9]定量符合.1985 年 MD 模拟首先发现^[4,5],由于动量不对称性效应,零剂量同位素富集度是角有关的.然而由于 MD 模拟考虑的是晶体薄靶,不是实验中的无定形厚靶,因而这个 MD 模拟结论直到 1997 年仍受到质疑^[24].为了使争论深入有必要用 MC 模拟研究动量不对称性效应,因为它描述的靶与实验中的靶相似.

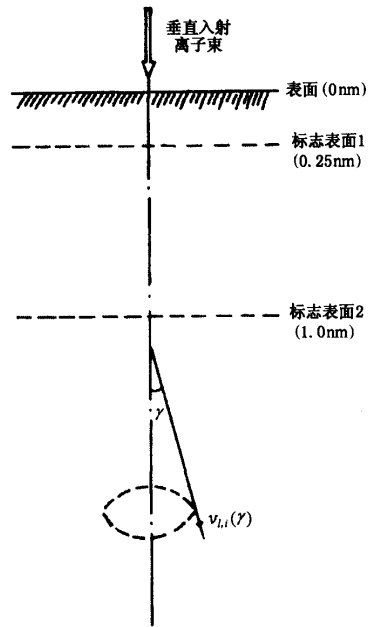


图 1 计算通过标志平面 1 和 2 的动量通量比 R_i (靶表面方向)与 R_h (靶基体方向)的示意图

MC 模拟通过计算动量通量比来研究动量不对称性效应.其动量通量比定义如下[为了简便,考虑 $C_l = C_h = 0.5$ 的系统(例如 ⁶³Cu_{0.5}⁶⁵Cu_{0.5} 和 ⁹²Mo_{0.5}¹⁰⁰Mo_{0.5})]^[18]:与 1 原子层宽度(0.25nm)和 4 原子层宽度(1.0nm)相对应,标志(假想)平面 1 和标志(假想)平面 2 处于离表面 0.25nm 和 1.0nm 的位置上(图 1),因此两个标志平面的距离充分地大于反冲原子的平均自由程(0.25 nm).在碰撞过程中,如果一个同位素 l(或 h)的反冲原子通过标志平面,那么它的质量 M_l (或 M_h),运动方向(angle γ)和速度 $V_{l,i}(\gamma)$ (或 $V_{h,j}(\gamma)$)将被记录.于是对于同位素 l(或 h),在 γ 角方向通过标志平面的微分动量通量 $d\phi_l(\gamma)$ (或 $d\phi_h(\gamma)$)为

$$d\phi_l(\gamma) = \left(\sum_i M_l V_{l,i}(\gamma) \right) d\gamma,$$

$$d\phi_h(\gamma) = \left(\sum_j M_h V_{h,j}(\gamma) \right) d\gamma, \quad (3)$$

所以,通过标志平面的动量通量比 R_s (朝靶表面方向)与 R_b (朝靶基体方向)为

$$R_s(1:h) = \frac{\int_{90^\circ}^{180^\circ} \left(\sum_i M_i V_{i,i}(\gamma) \right) \cos(\gamma) d\gamma}{\int_{90^\circ}^{180^\circ} \left(\sum_j M_h V_{h,j}(\gamma) \right) \cos(\gamma) d\gamma},$$

$$R_b(1:h) = \frac{\int_{0^\circ}^{90^\circ} \left(\sum_i M_i V_{i,i}(\gamma) \right) \cos(\gamma) d\gamma}{\int_{0^\circ}^{90^\circ} \left(\sum_j M_h V_{h,j}(\gamma) \right) \cos(\gamma) d\gamma}, \quad (4)$$

如果动量不对称, $R_s \neq 1$ 与 $R_b \neq 1$.

3. 在表面垂直方向被溅射 SKA (或 PKA) 原子的发射概率

3.1. 在表面垂直方向被溅射 SKA (或 PKA) 的单个原子的自身发射概率

现在已经清楚知道,被溅射原子角分布(描述被溅射原子的发射概率与 $\cos(\theta)$ 的关系)可分为被溅射 PKA 原子角分布与被溅射 SKA 原子角分布两部分.被溅射 PKA 原子角分布总是显示 nuder-cosine 形状,然而被溅射 SKA 原子角分布或显示 cosine 形状或显示 over-cosine 形状^[13].在 cosine (或 over-cosine) 分布中,在表面垂直方向的数据显示最大,而在 under-cosine 分布中,在表面垂直方向的数据显示不是最大甚至是小的.这说明在表面垂直方向,与被溅射 PKA 的单个原子相比,被溅射 SKA 的单个原子自身发射概率大得多.这也预示,对于两种运动方向(朝靶表面方向与朝靶基体方向),与 PKA 原子相比 SKA 原子更喜欢朝靶表面方向运动.这对于研究靶表现垂直方向择优发射与动量不对称性,是很重要的.

3.2. 在表面垂直方向被溅射 SKA (或 PKA) 原子的发射概率

在表面垂直方向被溅射 SKA (或 PKA) 的单个原子的自身发射概率与离子轰击能量几乎是无关的,仅由其自身角分布形状决定.但是,在表面垂直方向被溅射 SKA (或 PKA) 原子的发射概率 (sputtered SKAs (或 PKAs)) / (sputtered SKAs + sputtered PKAs) 与离子轰击能量是有关的.

本文给出一个 MC 模拟高能离子轰击算例如下:在零剂量 10keV Ar \rightarrow ⁹²Mo_{0.5}¹⁰⁰Mo_{0.5} 系统中,对于

⁹²Mo 和 ¹⁰⁰Mo, 在 0°→90° 的 θ 角范围 (表明整个 θ 角空间), 被溅射 PKA 原子的发射概率分别为 9.2% 和 9.5%; 在 0°→30° 的 θ 角范围 (表明在表面垂直方向), 这种原子的发射概率分别为 5.4% 和 5.7% (表 1). 表 1 说明, 在高能 (> 1 keV) 离子轰击下, 被溅射 PKA 原子对于零剂量同位素富集度的贡献, 在整个 θ 角空间是小的, 在表面垂直方向是更小的. 由此可得到下面的观点: 在高能 (> 1 keV) 离子轰击下, 同位素富集度是 SKA 原子贡献, PKA 原子贡献是可以忽略的.

表 1 对于零剂量 10keV Ar \rightarrow ⁹²Mo_{0.5}¹⁰⁰Mo_{0.5} 系统, 被溅射 SKA (或 PKA) 原子在两个 θ 角范围 (0°→30° 和 0°→90°) 的发射概率

被溅射粒子	发射极角 θ 角范围/(°)	被溅射粒子的发射概率/%	
		PKA/(PKA + SKA)	SKA/(PKA + SKA)
⁹² Mo	0→30	5.4	94.6
⁹² Mo	0→90	9.2	90.8
¹⁰⁰ Mo	0→30	5.7	94.3
¹⁰⁰ Mo	0→90	9.5	90.5

下面感兴趣的问题应该是在低能 (< 1 keV) 离子轰击下, 被溅射 PKA 原子对于零剂量同位素富集度的贡献, 是小的还是大的?

4. 同位素富集度是动量不对称性贡献还是 PKA 原子贡献

在给出计算结果之前应该提到: 从 (2) 式能看到, $\delta(\theta) > 0$ 表明轻同位素在 θ 角富集, 反之 $\delta(\theta) < 0$ 表明重同位素在 θ 角富集. 早期实验^[1,2] 发现轻同位素在垂直方向富集 ($\delta(15^\circ) > 0$), 重同位素在斜角方向富集 ($\delta(75^\circ) < 0$). 上述这两个不等式可以演变成 $\delta(15^\circ) > 0$ (表明轻同位素在表面垂直方向富集) 和 $\delta(15^\circ) - \delta(75^\circ) > 0$ (表明轻同位素在表面垂直方向择优发射). 近期实验^[9] 就是把研究 $\delta(15^\circ)$ 和 $\delta(75^\circ)$ 演变成研究 $\delta(15^\circ)$ 和 $\delta(15^\circ) - \delta(75^\circ)$.

4.1. 低能零剂量⁶³Cu_{0.5}⁶⁵Cu_{0.5} 溅射

对于低能零剂量⁶³Cu_{0.5}⁶⁵Cu_{0.5} 溅射, 图 2 表明不仅 $\delta(15^\circ) > 0$ 和 $\delta(15^\circ) - \delta(75^\circ) > 0$, 而且随着 Xe 离子轰击能量的减小, $\delta(15^\circ)$ 与 $\delta(15^\circ) - \delta(75^\circ)$ 都是增大的. 这说明⁶³Cu 在表面垂直方向富集并且⁶³Cu 在表面垂直方向择优发射, 又说明随着 Xe 离子轰击能量的减小在表面垂直方向,⁶³Cu 的富集度不仅是增大的而且它的择优发射越明显. 计算结果表明 $\delta(15^\circ) > 0$ 与

$\delta(75^\circ) < 0$, 因此能推论 $\delta(15^\circ) - \delta(75^\circ) > \delta(15^\circ)$, 正如图 2 所示. 为了与近期实验^[9] 比较, 图 2 把 $\delta(15^\circ) > 0$ 与 $\delta(75^\circ) < 0$ 演变成 $\delta(15^\circ) > 0$ 与 $\delta(15^\circ) - \delta(75^\circ) > 0$. 图 2 结果(⁶³Cu - ⁶⁵Cu 系统)与近期实验^[9] 结果(⁹²Mo - ¹⁰⁰Mo 系统)是符合的.

对于低能零剂量⁶³Cu_{0.5}⁶⁵Cu_{0.5} 溅射, 图 3 表明随着 Xe 离子轰击能量的减小, 在整个 θ 角空间, ⁶³Cu(或⁶⁵Cu) 的被溅射 SKA 原子发射概率不仅增大, 而且在能量 10→0.1 keV 之间总是大于 80%. 这说明零剂量同位素⁶³Cu_{0.5}⁶⁵Cu_{0.5} 的富集度主要是 SKA 原子贡献, 特别是在溅射阈能附近(0.1keV) SKA 原子贡献最大, 因为在此能量点⁶³Cu(或⁶⁵Cu) 的被溅射 SKA 原子发射概率大于或等于 92%.

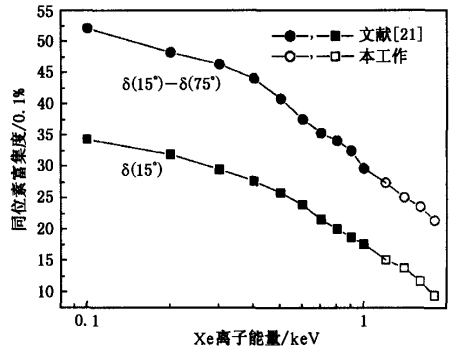


图 2 零剂量⁶³Cu_{0.5}⁶⁵Cu_{0.5} 溅射中, 同位素富集度 $\delta(\theta = 15^\circ)$ 和其差值 $\delta(15^\circ) - \delta(75^\circ)$ 与 Xe 离子能量的关系

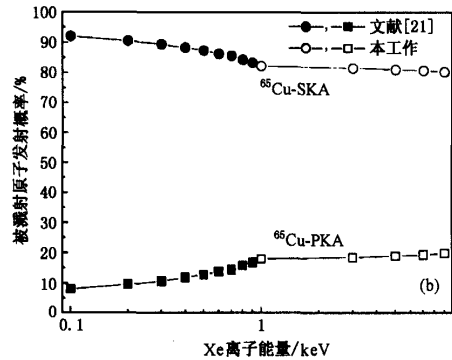
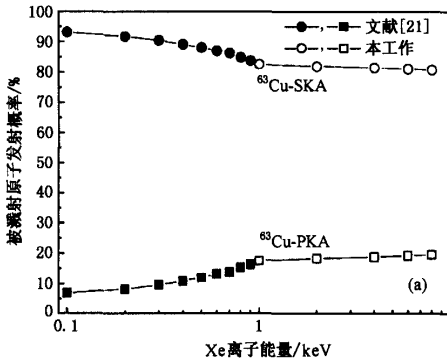


图 3 零剂量⁶³Cu_{0.5}⁶⁵Cu_{0.5} 溅射中, 在整个 θ 角空间, ⁶³Cu(a)(或⁶⁵Cu(b)) 的被溅射 SKA(或 PKA) 原子发射概率与 Xe 离子能量的关系.

对于低能零剂量⁶³Cu_{0.5}⁶⁵Cu_{0.5} 溅射, 图 4 表明, 通过标志平面 1 的 SKA(或 PKA) 原子的动量通量比 R_{sp} (⁶³Cu/⁶⁵Cu) (朝靶表面方向) 不仅总是大于 1, 而且随着 Xe 离子轰击能量的减小它是增大的. 此外在每一个能量点, SKA 原子的 R_{sp} 比 PKA 原子的 R_{sp} 大(如上所说我们认为可能的原因是, 与 PKA 原子相比 SKA 原子更喜欢朝靶表面方向运动).

依据图 2、图 3 和图 4 可以得出: 在低能 (< 1 keV) 离子轰击下, 零剂量同位素⁶³Cu_{0.5}⁶⁵Cu_{0.5} 的富集度主要是 SKA 原子的贡献. 理由是被溅射 SKA 原子发射概率大于 80%; 更重要的理由是通过标志平面 1 的 SKA 原子的 R_{sp} (⁶³Cu/⁶⁵Cu) (朝靶表面方向) 总是大于 1; 也就是说朝靶表面方向, 与重同位素⁶⁵Cu 的 SKA 原子相比, 轻同位素⁶³Cu 的 SKA 原子带有更多的动量通量.

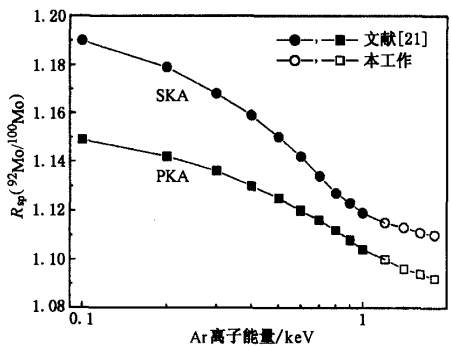


图 4 零剂量⁶³Cu_{0.5}⁶⁵Cu_{0.5} 溅射中, 通过标志平面 1 的 SKA(或 PKA) 原子的动量通量比 R_{sp} (⁶³Cu/⁶⁵Cu) (朝靶表面方向) 与 Xe 离子能量的关系

4.2. 低能零剂量 $^{92}\text{Mo}_{0.5}^{100}\text{Mo}_{0.5}$ 溅射

对于低能零剂量 $^{92}\text{Mo}_{0.5}^{100}\text{Mo}_{0.5}$ 溅射, Eckstein 的 MC 模拟^[24]表明, ^{92}Mo 在表面垂直方向富集并且 ^{92}Mo 在表面垂直方向择优发射; 又表明随着 Ar 离子轰击能量的减小, 在表面垂直方向, ^{92}Mo 的富集度不仅是增大的而且它的择优发射越明显. 他的结果与本文 MC 模拟低能零剂量 $^{63}\text{Cu}_{0.5}^{65}\text{Cu}_{0.5}$ 溅射的结果相似.

对于低能零剂量 $^{92}\text{Mo}_{0.5}^{100}\text{Mo}_{0.5}$ 溅射, Eckstein 的 MC 模拟还表明^[24], 在整个 θ 角空间, ^{92}Mo (或 ^{100}Mo) 的被溅射 PKA 原子发射概率是较大的, 特别是在溅射阈能附近(0.1keV), ^{92}Mo (或 ^{100}Mo) 的被溅射 PKA 原子发射概率更大(例如在 0.1keV 处, ^{92}Mo 的被溅射 PKA 原子发射概率为 68%). 他的结果与本文模拟结果(零剂量同位素 $^{63}\text{Cu}_{0.5}^{65}\text{Cu}_{0.5}$ 的富集度主要是 SKA 原子贡献)不同. 低能零剂量同位素 $^{92}\text{Mo}_{0.5}^{100}\text{Mo}_{0.5}$ 的富集度主要是 PKA 原子贡献.

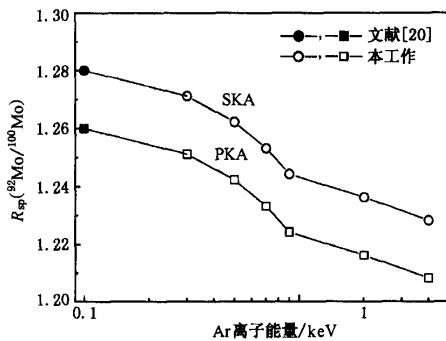


图5 零剂量 $^{92}\text{Mo}_{0.5}^{100}\text{Mo}_{0.5}$ 溅射中, 通过标志平面1的SKA(或PKA)原子的动量通量比 $R_{sp}(^{92}\text{Mo}/^{100}\text{Mo})$ (朝靶表面方向)与 Ar 离子能量的关系

对于低能零剂量 $^{92}\text{Mo}_{0.5}^{100}\text{Mo}_{0.5}$ 溅射, 图5表明通过标志平面1的PKA原子的 $R_{sp}(^{92}\text{Mo}/^{100}\text{Mo})$ (朝靶

表面方向)总是大于1; 也就是说朝靶表面方向, 与重同位素 ^{100}Mo 的PKA原子相比, 轻同位素 ^{92}Mo 的PKA原子带有更多的动量通量. 由此可以认为低能零剂量同位素 $^{92}\text{Mo}_{0.5}^{100}\text{Mo}_{0.5}$ 的富集度, 与其说主要是PKA原子贡献还不如说主要是PKA原子的动量不对称性贡献.

5. 结 论

通过 MC 模拟计算, 对于零剂量同位素溅射, 可以得出如下观点:

对于任何系统, 轻同位素在表面垂直方向富集并且在表面垂直方向择优发射. 随着离子轰击能量的减小, 在表面垂直方向, 轻同位素的富集度不仅是增大的而且它的择优发射越明显.

在高能 (> 1keV) 离子轰击下, 同位素富集度是 SKA 原子贡献. PKA 原子贡献是可以忽略的.

在低能 (< 1keV) 离子轰击下, 对于新争论[零剂量(低轰击剂量极限)同位素富集度是动量不对称性贡献还是 PKA 原子贡献?]可分为两个问题: 零剂量同位素富集度是 PKA 原子贡献还是 SKA 原子贡献? 如何理解动量不对称性效应对于零剂量同位素富集度的贡献? 对于低能零剂量 $^{63}\text{Cu}_{0.5}^{65}\text{Cu}_{0.5}$ 溅射, 本文模拟计算表明同位素富集度是 SKA 原子贡献; 原因是朝靶表面方向, 与重同位素 ^{65}Cu 的SKA原子相比, 轻同位素 ^{63}Cu 的SKA原子带有更多的动量通量(这称为SKA原子的动量不对称性). 对于低能零剂量 $^{92}\text{Mo}_{0.5}^{100}\text{Mo}_{0.5}$ 溅射, 文献[24]的MC模拟计算表明, 同位素的富集度是PKA原子贡献. 本文结果表明: 与其说是PKA原子贡献还不如说是PKA原子的动量不对称性贡献.

此外本文模拟计算还表明, 在每一个轰击能量点, SKA原子的 R_{sp} (朝靶表面方向)比PKA原子的 R_{sp} 大. 可能的原因是: 与PKA原子相比SKA原子更喜欢朝靶表面方向运动.

[1] Olson R R, King M E and Wehner G K 1979 *J. Appl. Phys.* **50** 367
 [2] Russel W A, Papanastassiou D A and Tombrello T A 1980 *Radiat. Effects* **52** 41
 [3] Sigmund P 1987 *Nucl. Instr. Meth.* **B 18** 375

[4] Shapiro M H, Hoff P K, Tombrello T A and Harrison D E 1985 *Nucl. Instr. Meth.* **B 12** 137
 [5] Shapiro M H, Tombrello T A and Harrison D E 1988 *Nucl. Instr. Meth.* **B 30** 152
 [6] Lo D Y, Tombrello T A and Shapiro M H 1989 *Nucl. Instr. Meth.*

- B 40/41 270
- [7] Tombrello T A 1982 *Radiat Eff.* **65** 149
- [8] Kelly R and Oliva A 1986 *Nucl. Instr. Meth. B* **13** 283
- [9] Weathers D L, Spicklemire S J, Tombrello T A, Hutcheon I D and Gnaser H 1993 *Nucl. Instr. Meth. B* **73** 135
- [10] Sigmund P and Seckerl M W 1993 *Nucl. Instr. Meth. B* **82** 242
- [11] Sigmund P 1993 *Nucl. Instr. Meth. B* **82** 192
- [12] Weathers D L, Hutcheon I D, Gnaser H, Tombrello T A and Shapiro M H 1993 *Nucl. Instr. Meth. B* **82** 194
- [13] Zheng L P and Cui F Z 1989 *Vacuum* **39** 353
- [14] Zheng L P, Li R S and Li M Y 1991 *Chin. Phys. Lett.* **8** 325
- [15] Zheng L P, Li R S and Li M Y 1991 *Nucl. Instr. Meth. B* **62** 61
- [16] Zheng L P, Li R S and Li D X 1995 *Vacuum* **46** 277
- [17] Zheng L P and Cui F Z 1995 *Chin. Phys. Lett.* **12** 431
- [18] Zheng L P, Li R S and Li M Y 1995 *Nucl. Instr. Meth. B* **100** 490
- [19] Zheng L P and Li M Y 1996 *Nucl. Instr. Meth. B* **114** 28
- [20] Zheng L P 1998 *Nucl. Instr. Meth. B* **142** 30
- [21] Zheng L P 2000 *Nucl. Instr. Meth. B* **160** 29
- [22] Zheng L P, Qiu S and Li S Y 1999 *Appl. Surf. Sci.* **143** 215
- [23] Eckstein W 1993 *Nucl. Instr. Meth. B* **83** 329
- [24] Eckstein W and Dohmen R 1997 *Nucl. Instr. Meth. B* **129** 327
- [25] Shulga V I and Sigmund P 1995 *Nucl. Instr. Meth. B* **103** 383
- [26] Shulga V I and Sigmund P 1996 *Nucl. Instr. Meth. B* **119** 359
- [27] Zhang Z L 2002 *Chin. Phys. Sin.* **11** 389
- [28] Jiang W Z et al 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 813 (in Chinese) [蒋维洲等 2003 物理学报 **52** 813]

Analysis of the contributions of PKA and SKA to the isotope enrichment *

Zheng Li-Ping¹⁾²⁾ Zhang Hu-Yong¹⁾ Wang Ting-Tai^{1)†} Ma Yu-Gang¹⁾

¹⁾ (Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

²⁾ (International Centre for Material Physics, Chinese Academy of Sciences, Shenyang 110016, China)

(Received 13 June 2003; revised manuscript received 27 August 2003)

Abstract

The contribution of primary knock-on atoms (PKA) or that of secondary knock-on atoms (SKA) to the zero-fluence isotope enrichment, has been analyzed with the help of Monte Carlo (MC) simulations. For low-energy and zero-fluence $^{63}\text{Cu}_{0.5}$ $^{65}\text{Cu}_{0.5}$ sputtering, the present simulations show the isotope enrichment to be the contribution of the momentum asymmetry of SKA. For low-energy and zero-fluence $^{92}\text{Mo}_{0.5}$ $^{100}\text{Mo}_{0.5}$ sputtering, the MC simulations of Ref. [24] showed the isotope enrichment to be the contribution of PKA. However, for this sputtering, the present simulations show that the isotope enrichment is the contribution of the momentum asymmetry of PKA rather than the contribution of PKA.

Keywords: sputtering, isotope enrichment, momentum asymmetry

PACC: 7920N

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 19675061, 19875074).

† E-mail: wangtt@sinr.ac.cn; Tel: 021-62415498.

PKA原子和SKA原子对同位素(溅射)富集度的贡献分析

作者: [郑里平](#), [张虎勇](#), [王庭太](#), [马余刚](#)
作者单位: [郑里平\(中国科学院上海应用物理研究所, 上海, 201800; 中国科学院国际材料物理中心, 沈阳, 110016\)](#), [张虎勇, 王庭太, 马余刚\(中国科学院上海应用物理研究所, 上海, 201800\)](#)
刊名: [物理学报](#) [ISTIC](#) [SCI](#) [PKU](#)
英文刊名: [ACTA PHYSICA SINICA](#)
年, 卷(期): 2004, 53(5)
被引用次数: 1次

参考文献(28条)

1. [Shulga V I; Sigmund P](#) [查看详情](#) 1995
2. [Eckstein W; Dohmen R](#) [查看详情](#) 1997
3. [Eckstein W](#) [查看详情](#) 1993
4. [Russel W A; Papanastassiou D A; Tombrello T A](#) [查看详情](#) 1980
5. [Olson R R; King M E; Wehner G K](#) [查看详情](#) 1979
6. [Weathers D L; Spicklemire S J; Tombrello T A; Hutcheon I D; Gnaser H](#) [查看详情](#) 1993
7. [Kelly R; Oliva A](#) [查看详情](#) 1986
8. [Tombrello T A](#) [查看详情](#) 1982
9. [Lo D Y; Tombrello T A; Shapiro M H](#) [查看详情](#) 1989
10. [Shapiro M H; Tombrello T A; Harrison D E](#) [查看详情](#) 1988
11. [Shapiro M H; Haff P K; Tombrello T A; Harreison D E](#) [查看详情](#) 1985(12)
12. [Sigmund P](#) [查看详情](#) 1987
13. [蒋维洲](#) [柱环腔中的量子电动力学效应](#)[期刊论文]-[物理学报](#) 2003(4)
14. [Zhang Z L](#) [查看详情](#)[外文期刊] 2002
15. [Shulga V I; Sigmund P](#) [查看详情](#) 1996
16. [Zheng L P; Qiu S; Li S Y](#) [查看详情](#) 1999
17. [Zheng L P](#) [查看详情](#) 2000
18. [Zheng L P](#) [查看详情](#) 1998
19. [Zheng L P; Li M Y](#) [查看详情](#) 1996
20. [Zheng LP; Li R Sand Li MY](#) [查看详情](#) 1995
21. [Zheng L P; Cui F Z](#) [查看详情](#) 1995
22. [Zheng L P; Li R S; Li D X](#) [查看详情](#) 1995
23. [Zheng L P; Li RS; Li M Y](#) [查看详情](#) 1991
24. [Zheng L P; Li R S; Li M Y](#) [查看详情](#) 1991
25. [Zheng L P; Cui F Z](#) [查看详情](#) 1989
26. [Weathers D L; Hutcheon I D; Gnaser H; Tombrello T A; Shapiro M H](#) [查看详情](#) 1993
27. [Sigmund P](#) [查看详情](#) 1993
28. [Sigmund P; Sckerl M W](#) [查看详情](#) 1993

引证文献(1条)

1. [郭文录, 张秀荣](#) [离子溅射的同位素效应](#)[期刊论文]-[核技术](#) 2004(9)

本文链接: http://d.g.wanfangdata.com.cn/Periodical_wlxb200405057.aspx