

УДК 537.534

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВТОРИЧНЫХ ИОНОВ ДЛЯ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ И АМОРФНЫХ МИШЕНЕЙ

© 2022 г. К. А. Толпин^а, *, В. Е. Юрасова^а

^аМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, 119991 Россия

*e-mail: ktolpin@mail.ru

Поступила в редакцию 29.09.2021 г.

После доработки 22.12.2021 г.

Принята к публикации 22.12.2021 г.

Методом совпадений получены пространственные распределения возбужденных вторичных ионов определенной энергии, образующихся при ионной бомбардировке под различными углами грани (111) и аморфной поверхности кремния. Сделаны расчеты для сравнения с экспериментальными результатами. Приведено сравнение пространственных распределений, полученных при моделировании и в процессе экспериментов по распылению и вторичной ионной эмиссии граней (001) и (111) монокристалла сплава Ni₄Mo. Полученные результаты открывают перспективу применения метода совпадений для исследования электронных свойств поверхностей.

Ключевые слова: вторичная ионная эмиссия, распыление, метод совпадений, монокристаллы, аморфные мишени.

DOI: 10.31857/S1028096022070172

ВВЕДЕНИЕ

Исследования закономерностей эмиссии нейтральных и заряженных частиц при ионной бомбардировке аморфных и монокристаллических образцов представляют интерес для понимания механизмов взаимодействия ускоренных ионов с поверхностью и для практических приложений, например, во вторичной ионной масс-спектрометрии и в катализе. В настоящей работе методом совпадений [1] получены экспериментальные и расчетные (с использованием теории [2]) пространственные распределения возбужденных вторичных ионов, вышедших с грани (111) и аморфной поверхности кремния. Для сравнения приведены результаты пространственных распределений распыления и вторичной ионной эмиссии с граней (001) и (111) монокристалла сплава Ni₄Mo, впервые изученных в [3] при ионном облучении грани (001). Показано, что преимущественно с поверхности выходит легкий компонент – никель, чему способствует его более низкая энергия связи по сравнению с Mo. Получены различные угловые распределения распыленных вторичных ионов для монокристаллов с учетом измененного состава приповерхностных слоев в результате сегрегации.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА СХЕМЫ СОВПАДЕНИЙ

Для одновременного изучения эмиссии вторичных частиц (ионов, фотонов и электронов) при ионной бомбардировке твердого тела была создана многоканальная установка со схемой совпадений [4]. С ее помощью можно получать информацию об энергетических и угловых зависимостях выхода различных видов частиц из зоны бомбардировки, выделять во времени элементарные акты взаимодействия частиц.

Блок-схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В качестве источника ионов был использован дуоплазматрон Арденне (1), который позволяет получать пучок ионов (Ag⁺ и Ne⁺) с энергией 4–8 кэВ и плотностью тока на образце 150–300 мкА/см², что обеспечивает при $P = 5 \times 10^{-7}$ Торр динамическую очистку поверхности. Манипулятор (2) служил для изменения угла падения пучка ионов на образец. В качестве анализаторов энергии вторичных заряженных частиц был использован сферический электростатический анализатор (3) с энергетическим разрешением $E/\Delta E = 100$. Анализатор мог вращаться вокруг зоны бомбардировки мишени. Канал регистрации фотонов состоял из кварцевого окна (4), кварцевой линзы (5), интерференционного фильтра (6); оптическая ось канала была направлена параллельно поверхности образца и перпендику-

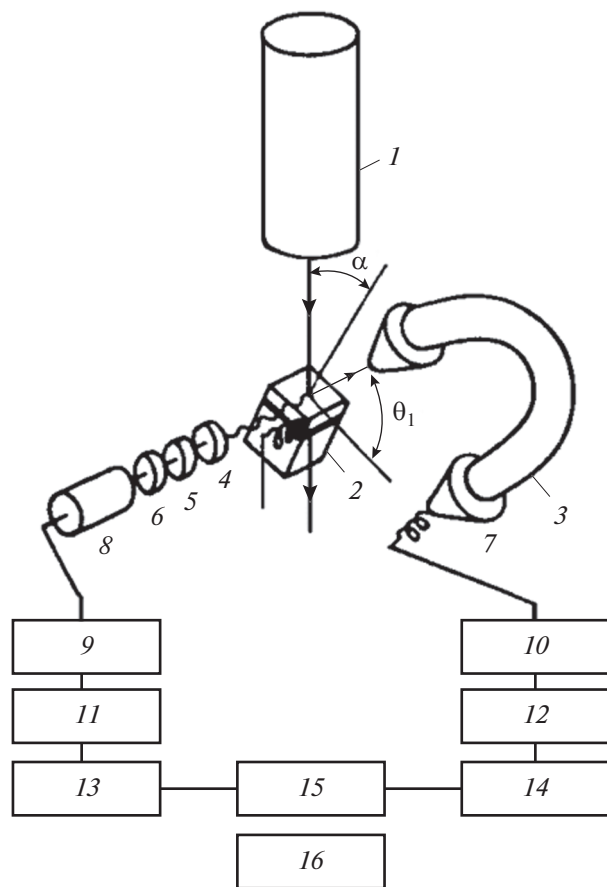


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

лярно плоскости бомбардировки. Вторичные ионы и фотоны улавливали в телесных углах 5×10^{-5} и 1×10^{-4} ср соответственно. Система измерения состояла из двух каналов, каждый из которых включал детектор – каналный электронный умножитель (7) или фотоумножитель (8), импульсный усилители (9, 10), переменные линии задержки (11, 12) и формирователи (13, 14). Сигналы с формирователей отдельных каналов попадали на схему совпадений (15). Если рассогласование времени прихода импульсов было меньше разрешающего времени схемы совпадений, то схема выдавала импульс на пересчетный прибор (16). Наличие импульса свидетельствовало об одновременности регистрации двух частиц – фотона и иона.

В качестве образца был использован монокристалл кремния, ориентированный к пучку ионов гранью (111). Образец бомбардировался под различными углами ($\alpha = 3^\circ$ и 35°) относительно нормали к поверхности ионами Ne^+ и Ar^+ с энергией 8 кэВ. Плотность тока пучка составляла 150 мкА/см^2 , давление остаточных газов 5×10^{-7} Торр.

Регистрация фотонов была проведена в различных азимутальных направлениях, в бомбардируемой плоскости (111) Si. Изменение угла наблюдения в этой плоскости не вносило качественных изменений в наблюдаемые зависимости, а меняло лишь интенсивность излучения фотонов. Измерено число совпадений по времени образования вторичных ионов кремния Si^+ и фотонов различной длины волны, возникающих при распаде возбужденного состояния иона Si^{+*} , в зависимости от энергии вторичного иона Si^+ ; т.е., фактически, энергетический спектр вторичных возбужденных ионов.

ПОЛЯРНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВТОРИЧНЫХ ИОНОВ МОНОКРИСТАЛЛА КРЕМНИЯ

Для двух возбужденных состояний ионов Si^{+*} , образующихся на поверхности (111) при ионной бомбардировке, измерены распределения по полярным углам излучения ионов. На рис. 2 представлено распределение вылета $\text{Si}^{+*} 4p(^2P^0)$ с энергией возбужденного состояния $E_{\text{exc}} = 10.07 \text{ эВ}$, полученное при ионной бомбардировке вблизи нормали поверхности (под углом $\alpha = 3^\circ$) путем измерения числа совпадений фотонов $\lambda = 386 \text{ нм}$ с вторичными ионами, обладающими энергией $E_i = 150$ или 670 эВ . Основные максимумы на полярном распределении излучения, т.е. направления преимущественного выхода распыленных частиц, расположены на $\theta = 45^\circ$, локальные максимумы – на 35° и 55° , что примерно соответствует направлениям [011] и [122] в кристалле с плотной упаковкой атомов. При энергии вторичного иона $E_i = 670 \text{ эВ}$ вылет ионов происходил в направлениях более близких к плоскости поверхности мишени. Расчетные зависимости интенсивности излучения $\text{Si}^{+*}4p(^2P^0)$ от полярного угла при ионной бомбардировке Ne^+ несколько уже, чем при ионной бомбардировке Ar^+ , и различаются больше при энергиях вторичных ионов 150 и 670 эВ.

Угловое распределение вылета возбужденных ионов $\text{Si}^{+*} 4p(^4D)$ ($E_{\text{exc}} = 16.39 \text{ эВ}$) было изучено путем измерения числа совпадений фотонов $\lambda = 567 \text{ нм}$ с вторичными ионами Si^+ , обладающими энергией $E_i = 300$ и 600 эВ . Пучок Ar^+ (8 кэВ) падал под углом $\alpha = 35^\circ$ к нормали к поверхности (111) и располагался в плоскости (110) мишени. Характер распределения оказался таким же, что и в предыдущем случае. Вылет происходил ближе к поверхности мишени при более низких энергиях вторичных ионов Si^+ . В то же время разница между кривыми Si^{+*} (567 нм), соответствующими энергиям вторичных ионов Si^+ $E_i = 300$ и 600 эВ , оказалась больше по сравнению с кривыми Si^{+*} (386 нм), соответствующими $E_i = 150$ и 670 эВ .

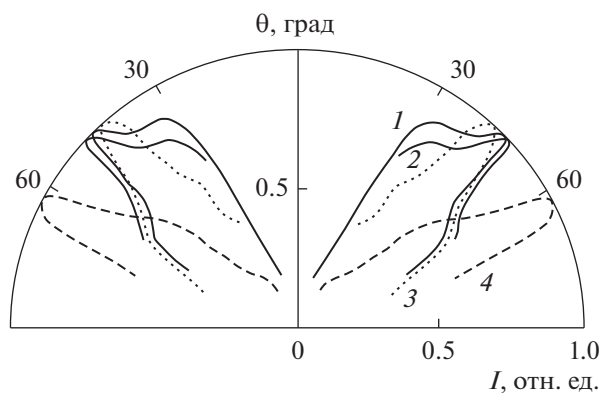


Рис. 2. Полярное распределение интенсивности I выхода вторичных возбужденных ионов $\text{Si}^{+*} 4p(2P^0)$ с энергиями $E_i = 150$ (1, 3) и 670 эВ (2, 4), возбужденных с поверхности (111) Si при бомбардировке ионами Ag^+ (1, 2) и Ne^+ (3, 4) с энергией 8 кэВ под углом $\alpha = 3^\circ$ к нормали к поверхности мишени. Сплошными кривыми обозначены экспериментальные данные, пунктирными и штриховыми – результаты расчета для Si^0 .

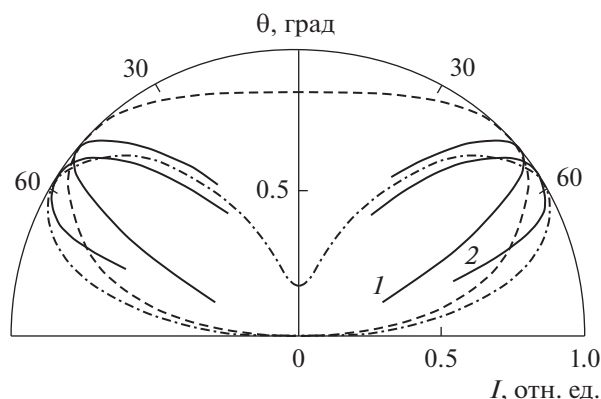


Рис. 3. Полярное распределение интенсивности I выхода вторичных ионов Si^+ с энергиями $E_i = 150$ (1) и 670 эВ (2), выбитых с поверхности аморфного кремния при бомбардировке ионами Ag^+ с энергией 8 кэВ под углом $\alpha = 3^\circ$ к нормали к поверхности мишени. Сплошными кривыми обозначены экспериментальные данные. Результаты расчетов распределения выхода атомов Si^0 с энергией 150 и 670 эВ изображены пунктирной и штрихпунктирной кривыми соответственно.

ПОЛЯРНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЫХОДА ВТОРИЧНЫХ ИОНОВ АМОРФНОГО КРЕМНИЯ

На рис. 3 приведены результаты исследования распределения излучения вторичных ионов кремния с энергиями $E_i = 150$ и 670 эВ с поверхности аморфной мишени в зависимости от угла при ионной бомбардировке под углом $\alpha = 3^\circ$ к нормали к поверхности образца. По мере увеличения энергии ионов кремния излучение происходит ближе к поверхности мишени и в более широком диапазоне углов θ . В случае бомбардировки Ne^+ выход происходит несколько ближе к поверхности мишени по сравнению с бомбардировкой Ag^+ .

Следует отметить, что излучение $\text{Si}^+(\theta)$ происходит ближе к поверхности мишени, чем излучение $\text{Si}^{+*}(\theta)$ при тех же начальных условиях. Кроме того, разница между $\text{Si}^+(\theta)$ и $\text{Si}^{+*}(\theta)$ больше при более высоких энергиях вторичных ионов ($E_i = 670$ эВ). Вылет вторичных ионов Si^+ с энергиями 300 и 600 эВ, полученные при ионной бомбардировке поверхности кремния под углом $\alpha = 35^\circ$ к нормали к поверхности, происходит ближе к поверхности мишени, чем при бомбардировке под углом $\alpha = 3^\circ$ к нормали. Как показано на рис. 3, распределение выхода ионов Si^+ более высоких энергий находится ближе к поверхности. Вылет вторичных ионов Si^+ с энергиями 4 эВ и 18 эВ происходит в направлении нормали к поверхности мишени и в более широком угловом диапазоне θ по мере увеличения энергии Si^+ . Наблюдаемые особенности пространственных распределений (рис. 2 и 3) не могут быть объяснены в терминах общепринятой теории распыления. Более общий подход, предложенный в [5] и

приведенный в следующем разделе, допускает анизотропию развития каскада столкновений и описывает пространственные распределения излучаемых частиц. Анизотропный характер экспериментальных пространственных распределений вторичных ионов в их возбужденном и основном состояниях определяется в основном особенностями распыления [6, 7].

РАСПЫЛЕНИЕ И ВТОРИЧНАЯ ИОННАЯ ЭМИССИЯ МОНОКРИСТАЛЛА Ni_4Mo

Ниже представлены результаты исследования пространственных распределений распыления и вторичной эмиссии с граней (001) и (111) монокристалла Ni_4Mo , облучаемой ионами аргона с энергией 10 кэВ при нормальном падении ($\alpha = 0^\circ$), путем моделирования методом молекулярной динамики и полученные экспериментально.

В случае рассматриваемого кристалла, состоящего из смешанных атомных слоев Ni и Mo, компоненты как Ni, так и Mo вылетают в одном и том же кристаллографическом направлении. На рис. 4 показана зависимость коэффициента распыления Y никеля и молибдена с грани (001) Ni_4Mo от угла выхода θ (отсчет от поверхности) с сегрегацией трех верхних слоев (когда три верхних слоя имеют 82 , 24 и 50% Mo соответственно). Полученные максимумы распыления связаны с процессом фокусированных соударений [8], в частности, при “прямой фокусировке” распыление происходит преимущественно в направлениях $\langle 011 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$, а в направлениях $\langle 113 \rangle$ и $\langle 001 \rangle$ – в результате “ассистированной” или “дополнитель-

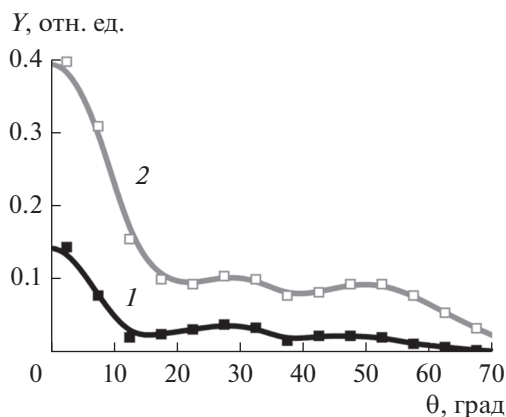


Рис. 4. Полярная зависимость коэффициентов распыления Y_{Ni} (1) и Mo (2) с грани (001) монокристалла Ni_4Mo (отсчет θ от поверхности мишени) с сегрегацией трех верхних слоев мишени.

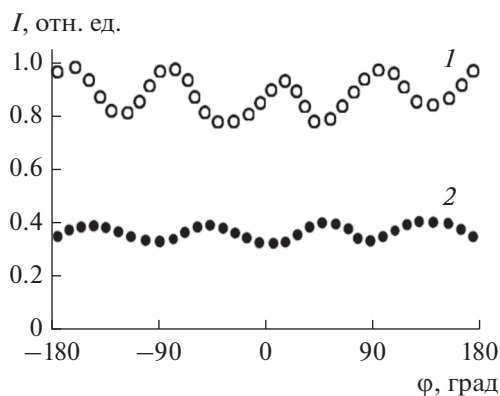


Рис. 5. Азимутальное распределение выхода вторичных ионов Ni^+ (1) и Mo^+ (2) с грани (001) Ni_4Mo , облучаемой ионами Ag^+ с энергией 10 кэВ при нормальном падении; полярный угол наблюдения $\theta = 45^\circ$; энергия вторичных ионов Ni^+ и Mo^+ $E_i = 20$ эВ.

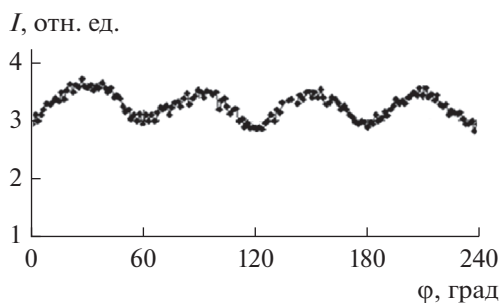


Рис. 6. Азимутальное распределение выхода вторичных ионов Ni^+ при бомбардировке грани (111) Ni_4Mo ионами Ag^+ с энергией $E_0 = 10$ кэВ; полярный угол $\theta = 35^\circ$.

ной фокусировки”, при которой принимают участие ряды атомов, ближайšie к тому, где распространяется цепочка коррелированных соударений.

Экспериментальные исследования распыления монокристалла Ni_4Mo проводили при бомбардировке заряженными [9] и нейтральными [9–11] частицами. Для изучения вторичной эмиссии ионов важно одновременно измерять угловые и энергетические распределения вторичных частиц, разделенных по массе. Такие измерения были выполнены на специально разработанной и сконструированной установке с мобильным 180° сферическим анализатором энергии, связанным с неподвижным квадрупольным масс-спектрометром [9].

Результат эксперимента по облучению грани (001) Ni_4Mo ионами Ag^+ с энергией 10 кэВ при нормальном падении показан на рис. 5. Максимумы выхода ионов Ni^+ соответствуют направлениям $\langle 011 \rangle$ мишени, минимумы – направлениям $\langle 001 \rangle$. Для ионов Mo^+ обнаружен сдвиг максимумов на 90° по сравнению с никелем. Так при распылении и вторичной ионной эмиссии с грани (001) в направлениях $\langle 001 \rangle$ могут вылетать частицы как Ni , так и Mo . Более благоприятные условия выхода в этом направлении имеют атомы Mo с большим эффективным радиусом взаимодействия и поэтому с лучшими условиями для фокусировки. В результате в этом направлении наблюдаются максимумы выхода Mo^+ (рис. 5, кривая 2).

В кристалле Ni_4Mo цепочки плотно упакованных атомов находятся в направлениях $\langle 011 \rangle$. Они состоят из последовательностей четырех атомов никеля и одного атома молибдена. В [12] было показано, что присутствие в цепочке атомов с большой разницей масс не мешает распространению вдоль нее сфокусированных соударений. Особенно благоприятные условия создаются, когда на поверхность кристалла в направлениях $\langle 011 \rangle$ выходят цепочки, состоящие из трех–четырёх атомов Ni . Это приводит к преимущественной эмиссии ионов Ni^+ (рис. 5, кривая 1).

Рассмотрим теперь вторичную ионную эмиссию с грани (111) Ni_4Mo . У монокристалла Ni_4Mo верхний слой грани (111) обогащен тяжелым компонентом – молибденом [13, 14]. В пространственном распределении распыленных частиц и в азимутальном распределении вторичных ионов никеля наблюдаются максимумы, через каждые 60° (в направлениях $\langle 110 \rangle$) (рис. 6).

Нормированное распределение по полярному углу выхода θ вторичных ионов Ni^+ с разными энергиями E_i показано на рис. 7. Это распределение получено для эмиссии ионов в плоскости (100), где находится максимум распределения Ni^+ по азимутальному углу выхода (при $\phi = 45^\circ$). Та-

кой же результат получен для эмиссии Ni^+ в плоскости (110), в которой лежит минимум в азимутальном распределении вторичных ионов Ni^+ . Энергия вторичных ионов, E_i равна 10, 20 и 30 эВ.

Видно, что при $\theta \sim 45^\circ$, т.е. вблизи направления $\langle 011 \rangle$, происходит эмиссия ионов преимущественно с малыми энергиями ($E_i = 10$ эВ), что характерно для фокусированных столкновений [15–18]. Для частиц, выходящих с большей энергией ($E_i = 20$ и 30 эВ), процесс фокусировки менее вероятен. Здесь преобладает эмиссия ионов при больших углах θ , когда частицы выходят из поверхностных слоев после малого числа столкновений.

ОБСУЖДЕНИЕ

Некоторые поведенческие особенности, связанные с различием пространственных распределений ионов в их различных возбужденных состояниях, могут быть качественно проанализированы методом совпадений. Кинетический механизм образования возбужденных ионов является наиболее вероятным при ионной бомбардировке мишени. Упругие столкновения частиц приводят к образованию дырок на глубокой L -оболочке, которая заполняется возбужденными ионами.

Предположительно, вероятность образования возбужденного иона не зависит от направления движения бомбардирующих частиц. Пространственное распределение возбужденных ионов определяется распределением всех распыленных частиц с заданной энергией $S^0(\theta)$ и зависимостью вероятности “выживания” такого состояния от угла вылета частицы θ . Вероятность сохранения электрона на возбужденном уровне с последующим излучением света может быть описана как $P^* \sim \exp(-V_0^*/V_\perp)$, где V_\perp – перпендикулярная составляющая скорости относительно поверхности мишени; V_0^* – параметр, описывающий скорость эмиссии за вычетом процессов релаксации. Легко проверить, что распределение $S^0(\theta)P^*(\theta)$ смещается ближе к направлению вдоль нормали по мере увеличения значения V_0^* в выражении $P^*(\theta)$. Как правило, значения $V_0^* \sim 10^8$ см/с выше соответствующих значений для образования ионов в основном состоянии (10^6 – 10^7 см/с) [6]. Поэтому полярное распределение излучения ионов Si^+ расположено ближе к $\theta = 90^\circ$ (т.е. выход частиц происходит в направлениях близких к поверхности мишени), чем соответствующие распределения излучения возбужденных частиц.

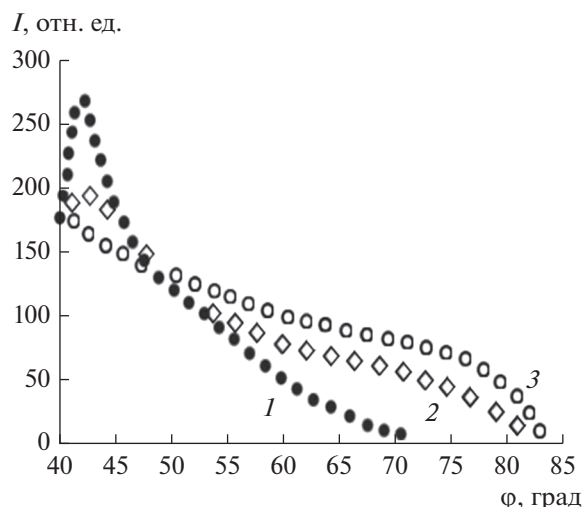


Рис. 7. Нормированное полярное распределение эмиссии вторичных ионов Ni^+ с энергиями $E_i = 10$ (1), 20 (2) и 30 эВ (3) в плоскости (100), соответствующей максимуму азимутального распределения выхода Ni^+ ($\phi = 45^\circ$).

ВЫВОДЫ

При низких энергиях анализируемых вторичных ионов (порядка нескольких эВ) максимум распределения $I(\theta)$ соответствует перпендикулярному к поверхности направлению излучения. По мере увеличения энергии вторичных ионов E_i , $I(\theta)$ становится шире и смещается к поверхности. Такая картина наблюдается для вторичных ионов как в основном, так и в возбужденном состояниях.

Выход вторичных ионов в основном состоянии происходит в направлениях более близких к поверхности мишени, чем выход соответствующих возбужденных ионов. Максимум полярного распределения излучения приближается к поверхности по мере уменьшения энергии возбуждения вторичного иона.

При бомбардировке ионами неона распределение выхода вторичных ионов Si^+ более сложное, чем при облучении аргоном, и смещено несколько ближе к $\theta = 0^\circ$ для больших E_i . Разница между полярным распределением быстрых вторичных ионов Si^+ с $E_i = 150$ и 670 эВ в случае распыления неона значительно больше, чем при облучении аргоном. Экспериментальные угловые распределения ионов в основном и возбужденном состоянии качественно согласуются с данными теории распыления Розендаля–Сандерса [19].

Результаты для монокристалла кремния приведены в сравнении с угловым распределением выхода распыленных атомов и вторичных ионов Ni^+ и Mo^+ при облучении граней (001) и (111) мо-

нокристалла Ni_4Mo ионами Ar^+ с энергией $E_0 = 10$ кэВ вдоль нормали к мишени. Показан похожий анизотропный характер пространственных распределений вторичных ионов, связанный с особенностями распыления монокристаллов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ledyankin D., Urazgildin I., Yurasova V.* // ЖЭТФ. 1988. V. 94. P. 90.
2. *Urazgildin I., Borisov A.* // Vacuum. 1990. V. 40. P. 461. [https://doi.org/10.1016/0042-207X\(90\)90246-U](https://doi.org/10.1016/0042-207X(90)90246-U)
3. *Antonov S.L., Ivanov I.N., Orlikovskii A.A., Vasil'chenko V.Yu., Yurasova V.E.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 1990. V. 48. P. 553. [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(90\)90181-S](https://doi.org/10.1016/0168-583X(90)90181-S)
4. *Дубский Г.А., Неудачин В.Г., Персианцева Н.М., Шелякин Л.Б., Юрасова В.Е.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 1985. № 1. С. 64.
5. *Tolpin K.A., Minnebaev K.F., Yurasova V.E.* // J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 2020. V. 14. № 4. P. 706. <https://doi.org/10.1134/S1027451020040175>
6. *van der Weg W.F., Tolk N., White C.W., Kraus Y.M.* // Nucl. Instrum. Methods. 1976. V. 132. P. 405. [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(76\)90766-7](https://doi.org/10.1016/0029-554X(76)90766-7)
7. *Yurasova V.E., Pleshivtsev N.V., Orfanov I.V.* // ЖЭТФ. 1960. V. 37. P. 689.
8. *Yurasova V.E.* Ion-Surface Interaction. M: PrimaB, 1999. 640 p.
9. *Minnebaev K.F., Elovikov S.S., Kryukov K.V., Khaidarov A.A., Yurasova V.E.* // J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 2009. V. 3. № 12. P. 926. <https://doi.org/10.1134/S1027451009060135>
10. *Tolpin K.A., Bachurin V.I., Yurasova V.E.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2012. V. 273. P. 76. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2011.07.043>
11. *Sarholt-Kristensen L., Andreev A., Johansen A., Andersen H.H., Johansen E.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 1992. V. 58. P. 258. [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(92\)96088-G](https://doi.org/10.1016/0168-583X(92)96088-G)
12. *Vineyard G.H., Erginsoy C.* Dynamics of Radiation Damage in a Body-Centered Cubic Lattice // Proceed. Conf. on Lattice Defects. Kyoto, Japan, 1962. P. 189.
13. *Antonov S.L., Ivanov I.N., Orlikovskiy A.A., Vasilchenko V.Yu., Yurasova V.E.* // Nucl. Instrum. Methods. 1990. V. 48. P. 553. [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(90\)90181-S](https://doi.org/10.1016/0168-583X(90)90181-S)
14. *Robinson M.T., Torrens I.M.* // Phys. Rev. B. 1994. V. 9. P. 5008. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.9.5008>
15. *Самарский А.А., Гулин А.В.* Численные методы. М.: Наука, 1989. 432 с.
16. *Юрасова В.Е.* // ЖТФ. 1958. Т. 28. № 9. С. 1966.
17. *Юрасова В.Е., Плишвицев Н.В., Орфанов И.В.* // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. № 4. С. 966.
18. *Томпсон М.В.* Дефекты и радиационные повреждения в металлах. М.: Наука, 1971. 368 с.
19. *Roosendaal H.E., Sanders J.B.* // Rad. Eff. 1980. V. 52. C. 137. <https://doi.org/10.1080/00337578008210025>

Spatial Distribution of Secondary Ions from Single Crystal and Amorphous Targets

K. A. Tolpin¹, *, V. E. Yurasova¹

¹Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: ktolpin@mail.ru

Using the coincidence method the spatial distributions of excited secondary ions of certain energy formed during ion bombardment at various angles of the face (111) and amorphized silicon surface are obtained. A calculation was made for comparison with the experimental result. A comparison the spatial distributions obtained by the simulation and experiment of the sputtering and secondary ion emission of the (001) and (111) faces of the Ni_4Mo single crystal alloy is presented. The obtained results open the prospect for the approached of coincidence technique to investigate electronic properties of surfaces.

Keywords: secondary ion emission, sputtering, coincidence method, single crystals, amorphous targets.