

Модель физического распыления аморфных материалов

© А.Е. Пестов, М.С. Михайленко, А.К. Чернышев, М.В. Зорина, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН,
607680 Нижний Новгород, Россия
e-mail: mikhaylenko@ipmras.ru

Поступило в Редакцию 6 апреля 2022 г.
В окончательной редакции 6 апреля 2022 г.
Принято к публикации 6 апреля 2022 г.

Продемонстрирован импульсный механизм физического распыления с учетом эволюции поверхности. Модель основана на импульсной передаче энергии в каскадах столкновений. Главной особенностью является учет шероховатости поверхности. Результаты численного моделирования качественно совпадают с наблюдаемыми в экспериментах. Показано, что угловые зависимости, посчитанные в рамках данной модели, имеют более близкие значения коэффициента распыления к экспериментальным нежели посчитанные с помощью пакета для моделирования в области облучения веществ различными ионами TRIM (Transport of ions in matter).

Ключевые слова: ионное травление, численное моделирование, шероховатость, Монте-Карло.

DOI: 10.21883/JTF.2022.08.52789.84-22

Введение

Ионно-пучковая обработка поверхности (коррекция локальных ошибок формы, ионная полировка и асферизация) рассматривается как одна из основных методов финишной обработки поверхности оптических элементов. С ее помощью удастся получать оптические поверхности, в том числе асферические, с точностью формы на уровне по параметру RMS на уровне 1 nm и с шероховатостью лучше 0.3 nm [1–3]. Разработан ряд подходов, моделирующих взаимодействие ионного пучка с поверхностью, предсказывающих различные параметры процесса взаимодействия ускоренных ионов с аморфной мишенью (коэффициент распыления, глубину и распределение имплантированных ионов, плотность ионно-индуцированных дефектов и т.д.). Большая часть этих подходов основаны на классической работе Зигмунда [4], в основе которой лежит решение кинетического уравнения Больцмана, но, как правило, они не рассматривают воздействие ионного травления на поверхность, т.е. не описывают эрозию поверхности, развитие шероховатости и т.п. В то время как при ионно-пучковой обработке оптических элементов основное внимание необходимо уделять именно шероховатости. Настоящая работа направлена на построение модели (SPnSurface), позволяющей предсказывать динамику морфологии поверхности аморфных материалов в ходе облучения пучком ускоренных ионов.

1. Математическая модель

Количественно физическое распыление описывается коэффициентом распыления Y , который является вели-

чиной статистической и выражается

$$Y = \frac{\text{Count of ejected atoms}}{\text{Count of incident particles}}. \quad (1)$$

В настоящее время общепризнанным является импульсный механизм разрушения поверхности твердого тела под действием ионной бомбардировки. В этом случае происходит обмен импульсами при столкновении бомбардирующего иона с атомами решетки и атомов решетки между собой. В качестве начального приближения рассмотрим классическую модель упругого рассеяния двух частиц в поле центральных сил. Пример такого рассеяния приведен на рис. 1.

В таком случае энергия, переданная налетающей частицей с энергией E частице мишени, может быть представлена в виде

$$T = \gamma E \sin^2 \frac{\Theta}{2}, \quad (2)$$

где Θ — угол рассеяния центра масс в системе двух частиц, а γ — коэффициент передачи энергии:

$$\gamma = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2}, \quad (3)$$

где M_1 и M_2 — атомные массы соответственно налетающей частицы и мишени.

Для описания траектории движения в статичном поле центральных сил $U(r)$ можно записать выражение (4) и, интегрируя по всему пути, получим уравнение движения системы:

$$\Theta = \pi - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{p dr}{r^2 \left(1 - \frac{U(r)}{E_{kin}} - \left(\frac{b}{r}\right)^2\right)^{1/2}}, \quad (4)$$

E_{kin} — кинетическая энергия центра масс, p — прицельный параметр, а r — расстояние между частицами.

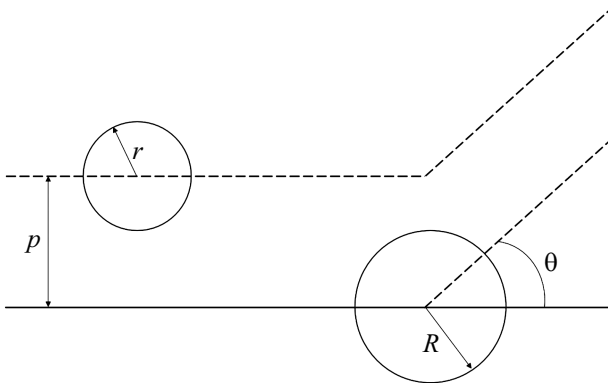


Рис. 1. Рассеяние двух частиц в лабораторной системе координат.

В случае сферически симметричного поля и при условии, что момент и энергия системы сохраняются, полученное уравнение достаточно точно описывает движение частиц.

В рамках настоящей работы рассматривается трехмерная механическая модель физического распыления аморфной однокомпонентной мишени, где мишень имеет поверхность, карта которой задается из измерений атомно-силовой микроскопии (АСМ). Полученный кадр АСМ переводится в матрицу чисел и считается программой.

Предлагаемая модель использует ряд допущений, упрощающих вычисления:

- рассматриваемая мишень является аморфной;
- учитываются только парные столкновения;
- упругие и неупругие потери энергии рассматриваются раздельно, причем неупругие рассматриваются непрерывными. В модели непрерывного электронного торможения рассматривается пролет частицы в электронном облаке. Потери происходят в основном за счет возбуждения слабо связанных валентных или свободных электронов. Ион почти не рассеивается на электронах вследствие большой разницы масс. В таком случае можно считать, что на ион действует непрерывная тормозящая сила, направленная в противоположную сторону;
- дискретно учитываются такие упругие столкновения, в которых передача энергии движением частицей атому мишени превышает некоторую пороговую энергию связи E_d . Для каждого испытания фиксируется либо остановка (т.е. залегание на глубине), либо передача импульса атому мишени и далее рассматривается судьба этого атома-отдачи, либо рассеяние. Распыленным считается атом, который перешел границу, задаваемую в начале координатой z_0 с учетом энергии выхода с поверхности;

— модель носит статистический характер на основе метода Монте-Карло. Стохастичность подхода придает достоверности вычислениям.

Подход подразумевает модель „атомного бильярда“, где используется потенциал кулоновского типа с уче-

том экранировки (7), а тормозная способность рассчитывается согласно модели Линдхарда–Шарфа–Шютта (ЛШШ) [5]:

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \Phi\left(\frac{r}{a}\right) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{a(r/a)} \Phi\left(\frac{r}{a}\right) = \frac{C}{r/a} \Phi\left(\frac{r}{a}\right), \quad (5)$$

где Z_1, Z_2 — заряды взаимодействующих частиц, e — заряд электрона, a — длина экранирования, $\Phi(r/a)$ — функция экранирования.

Длина экранирования Томаса–Ферми a имеет следующий вид:

$$a = \left(\frac{9\pi^2}{128}\right) a_B Z_{12}^{-1/3} = 0.88534 a_B Z_{12}^{-1/3}, \quad (6)$$

где a_B — представляет собой радиус Бора, $Z_{12} = (\sqrt{Z_1} + \sqrt{Z_2})^2$ — эффективный заряд по Фирсову [6].

Функция экранирования $\Phi(r/a)$ аппроксимируется выражением для твердых шаров:

$$\Phi(r/a) = \begin{cases} 1 - \frac{r}{a}, & r < p \\ 0, & r > p \end{cases}. \quad (7)$$

Максимальный прицельный параметр рассчитывается

$$p_{\max} = \frac{1}{2\sqrt[3]{N}}, \quad (8)$$

где N — атомная плотность мишени в \AA^{-3} .

Средняя длина свободного пробега:

$$\bar{L} = \frac{1}{\pi r^2 N}, \quad (9)$$

где r — радиус атома мишени. И постоянная Линдхарда:

$$K = \frac{1.22 Z_i^{7/6} Z \cdot N}{(Z_i^{2/3} + Z^{2/3})^{3/2} \cdot m_i^{1/2}}, \quad (10)$$

где Z_i — зарядовое число иона, Z — зарядовое число атома мишени, m_i — атомная масса иона.

Алгоритм программы сводится к следующему.

- 1) Задание начальной кинетической энергии и начального положения иона (z_0 и φ). Начальное положение задается путем розыгрыша случайных координат x_0, y_0 , которым ставится соответствующая им z_0 .
- 2) Происходит розыгрыш длины свободного пробега иона до первого столкновения с атомом мишени:

$$L = -\bar{L} * \ln(\text{Random}). \quad (11)$$

- 3) Вычисление z -координаты первого столкновения:

$$z = z_0 + L \cos \varphi. \quad (12)$$

- 4) Определение E_1 иона перед первым столкновением:

$$E_1 = \left(\sqrt{E} - \frac{1}{2} KL\right)^2. \quad (13)$$

Если выражение в скобках меньше 0 — иону не хватило энергии, и он остановился в $z < L$, и вычисляется координата z :

$$z = z_0 + \left(\frac{2\sqrt{E}}{K} - L \right) \cos \varphi. \quad (14)$$

Если выражение в скобках больше 0, в таком случае запускается алгоритм с п. 2 для первичного атома отдачи (ПАО).

5) Производится розыгрыш прицельного параметра для первого столкновения путем сравнения из двух случайных чисел в диапазоне $(-1; +1)$:

$$p = p_{\max} \text{Max}(\text{Random}; \text{Random}). \quad (15)$$

6) Вычисление энергии E_2 иона после первого столкновения в лабораторной системе координат (СК), т.е. через массы ионов и мишеней, с учетом угла отклонения при столкновении в системе центра масс:

$$E_2 = \frac{\left(\frac{m}{m_i}\right)^2 + 2\frac{m}{m_i} \cos \theta + 1}{\left(1 + \frac{m}{m_i}\right)^2} E_1, \quad (16)$$

где θ — угол отклонения в системе центра масс, который определяется численным интегрированием выражения (4) (интегрирование реализовано методом трапеций), где значение r_{\min} берется из решения уравнения $g(r, U) = 0$, где

$$g(r, U) = \sqrt{1 - \frac{p^2}{r^2} - \frac{U(r)}{E_i}}. \quad (17)$$

7) Определяются углы θ_i и θ_a между ионом, атомом и осью y к направлению вылета иона после первого столкновения в лабораторной СК (рис. 2):

$$\theta_i = \frac{\arctg(\sin \theta)}{\cos(\theta) + \frac{m}{m_i}}, \quad (18)$$

$$\theta_a = \frac{\pi}{2\theta}. \quad (19)$$

8) Розыгрыш угла отклонения χ иона при первом столкновении:

$$\chi = 2\pi \text{Random}, \quad (20)$$

9) Определяется угол φ между ионом и осью z к направлению вылета иона после первого столкновения в лабораторной СК:

$$\cos \varphi_1 = \cos \varphi \cos \psi + \cos \chi \sin \varphi \sin \psi, \quad (21)$$

где

$$\cos \psi = \frac{1 + \frac{m}{m_i} \cos \theta}{\sqrt{\left(\frac{m}{m_i}\right)^2 + 2\frac{m}{m_i} \cos \theta + 1}}. \quad (22)$$

10) Для каждой карты рассчитывается критический угол α_c , который является угловым размером ячейки сетки разбиения. Критический угол и угол рассеяния

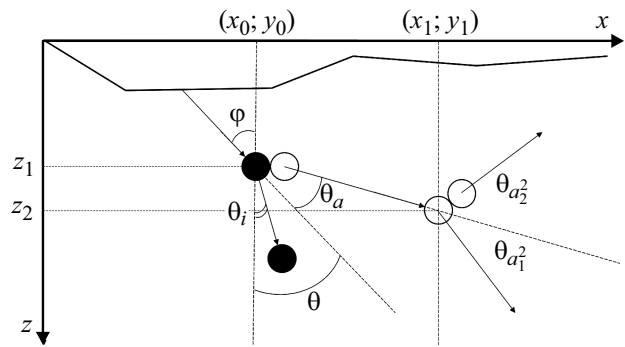


Рис. 2. Схематическое изображение каскада столкновений.

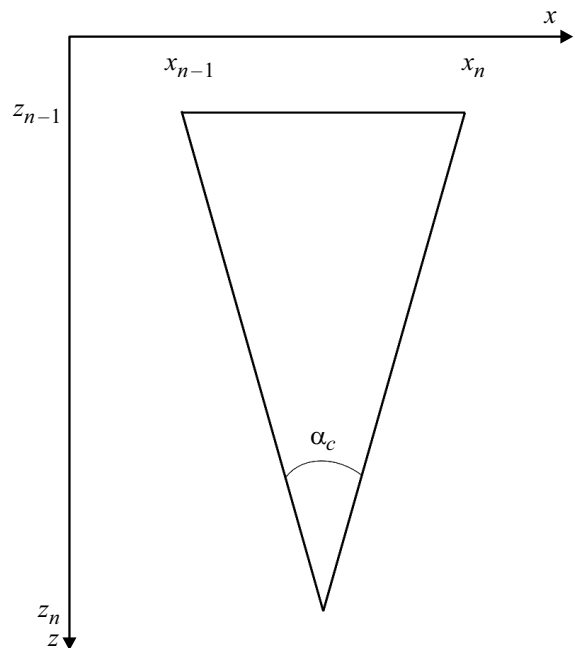


Рис. 3. Угловой размер расчетной ячейки.

сравниваются. Если полученный угол больше критического, то запускается алгоритм перехода в другие координаты x, y и z (рис. 3)

$$\alpha_c = 2 \arctg \frac{x_n - x_{n-1}}{2(z_{n-1} - z_n)}. \quad (23)$$

11) Вычисляется энергия атома отдачи:

$$E_a = E_e - E_2 - E_d. \quad (24)$$

12) Пункты с 2 по 11 выполняются пока энергия иона превышает значение энергии связи для данного материала ($E > E_d$). Для каждого атома отдачи запускается внутренний цикл, аналогичный описанному выше. Таким образом, в данной модели реализовано описание линейных каскадов взаимодействия до атомов отдачи третьего порядка включительно. Когда это событие произошло, текущий цикл закрывается и вычисляется следующая итерация, т.е. п. 1, 2.

13) Распыленным считается тот атом, который пересек начальную координату z_0 . Число налетающих ионов задается с клавиатуры и, так как значение Y определяется выражением (1), то чем больше ионов будет задано, тем больше происходит выборка, и тем справедливее будет значение коэффициента распыления.

14) Далее с учетом полученных значений вычисляется итоговая карта поверхности согласно (25) и вычитается из исходной:

$$\text{Surface}[x, y] = Y \cdot N \cdot k[x, y], \quad (25)$$

где N — атомная плотность вещества, а $k[x, y]$ — карта количества выпадений соответствующей координаты.

Для получения корректных результатов расчетов коэффициентов распыления необходимо провести один эксперимент по ионному травлению, из которого определяется поправочный коэффициент d . В таком случае выражение (1) переписывается с учетом этого коэффициента:

$$Y = d \frac{\text{Count of ejected atoms}}{\text{Count of incident particles}}. \quad (26)$$

2. Расчет шероховатости поверхности

Полученная карта поверхности $\text{Surface}[x, y]$ как и данные, полученные методом АСМ, представляют собой дискретную карту набора высот $z(\rho)$, где $\rho \equiv (x, y)$. По полученным картам можно построить двумерные PSD-функции (спектры неоднородностей по латеральному размеру на поверхности), которые даются двумерным Фурье-преобразованием от автокорреляционной функции (28):

$$\text{PSD}_{2D}(\nu) = \int \exp(2\pi i \nu \rho) C(\rho) d\rho, \quad \nu \equiv (\nu_x, \nu_y), \quad (27)$$

где ν — вектор пространственной частоты, а корреляционная функция $C(\rho)$ определяется как:

$$C(\rho) = \langle z(\rho + \rho') z(\rho) \rangle, \quad \rho \equiv (x, y). \quad (28)$$

Зная PSD-функцию, можно рассчитать значение эффективной шероховатости поверхности путем интегрирования по пространственным частотам:

$$\sigma_{\text{eff}}^2 = 2\pi \int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} \text{PSD}_{2D}(\nu) \nu d\nu. \quad (29)$$

Проверка модели проводилась на образцах аморфного кремния, нанесенного методом магнетронного напыления на стандартные кремниевые подложки.

3. Описание эксперимента

В качестве образцов использовались аморфные пленки кремния (толщина 500 nm), нанесенные методом магнетронного распыления на стандартные полированные

подложки монокристаллического кремния (100) для микроэлектронной промышленности [7].

В качестве источника ускоренных ионов использовался технологический источник типа Кауфмана с холодным катодом КЛАН-104М (НТК „Платар“). Для проведения эксперимента образец крепится на предметный столик и устанавливается необходимый угол наклона относительно нормали, при этом часть поверхности закрывается маской для контроля съема или используется „свидетель“. Далее в камере создается рабочее давление газа порядка $1.3 \cdot 10^{-2}$ Pa. Далее устанавливаются необходимые плотность тока ионов (j) и ускоряющее напряжение (U_{acc}). Образец подвергается ионной бомбардировке, после чего производится измерение глубины травления и поверхностной шероховатости.

Измерение глубины травления проводится с помощью интерференционного микроскопа белого света Talysurf CCI 2000. Измеряется высота образовавшейся ступеньки.

Из измеренных значений глубины травления, зная время, вычислялось значение для скорости травления V_{etch} . Так как V_{etch} пропорциональна коэффициенту ионного распыления, то определив эту пропорциональность, можно вычислить значения для Y . Взяв за основу определение коэффициента распыления, путем небольших преобразований получили выражение (30) для Y , где входные данные это параметры эксперимента:

$$Y = \frac{\rho e V_{\text{etch}} N_A}{\cos \Theta_{in} j M_2}, \quad (30)$$

где ρ — плотность мишени, N_A — число Авогадро, Θ_{in} — угол падения ионов на поверхность, j — плотность ионного тока, M_2 — молярная масса мишени, V_{etch} — скорость травления.

Среднеквадратическая шероховатость измеряется на зондовом микроскопе Ntegra (NT-MDT), в диапазоне пространственных частот (q) $7.81 \cdot 10^{-3} - 6.25 \cdot 10^{-2} \text{ nm}^{-1}$ (размер кадра $128 \times 128 \text{ nm}^2$).

Шероховатость рассчитывалась по методу, описанному выше.

4. Результаты и обсуждения

4.1. Изучение коэффициентов распыления

Изучение коэффициентов распыления сводилось к получению зависимостей скорости травления от энергии, налетающих ионов под нормалью, а также снятию зависимости скорости травления от угла при фиксированной энергии. Полученные значения скоростей пересчитывались по формуле (29) в значения коэффициентов распыления.

На рис. 4 приведены зависимости коэффициентов распыления для мишени из аморфного кремния, облучаемой ускоренными ионами аргона от энергии и угла падения.

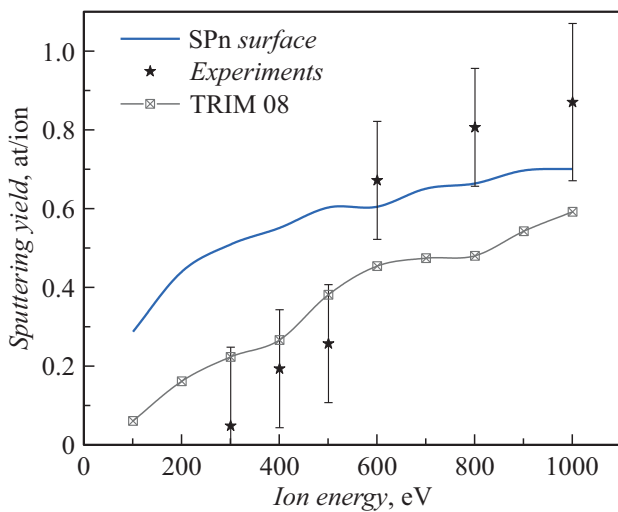


Рис. 4. Зависимость коэффициента распыления Si от энергии ионов Ag.

На рисунке видно, что полученная зависимость, в данном диапазоне энергий (0–1000 eV), имеет вид монотонно растущей кривой. Более того, кривая, посчитанная в TRIM [8], имеет аналогичный вид. Однако при энергиях меньше 600 eV экспериментальные точки лежат заметно ниже расчетных. Такое заниженное значение может быть связано с тем, что на поверхности образца всегда есть небольшой слой оксидной пленки, который распыляется медленнее и, как следствие, вносит неточность в определение коэффициента распыления [9], который значительно больше влияет при распылении низкими энергиями. Однако полученные значения при энергиях выше 600 eV лучше согласуются с экспериментом, чем результаты моделирования в пакете TRIM [8].

На рис. 5 приведены результаты численного моделирования угловой зависимости коэффициента распыления

для пленки кремния, облученной ионами аргона с энергией 500 и 400 eV.

Как можно заметить из рис. 5, вид вычисленных угловых зависимостей коэффициента распыления повторяет поведение аналитической и экспериментальной зависимости [10], однако количественно наблюдается расхождение. Хорошее согласование результатов с экспериментом наблюдается в диапазоне углов до 60 градусов.

4.2. Изучение эволюции поверхности аморфного кремния под действием ионно-пучкового травления

Изучение эволюции поверхности аморфного кремния под действием ионно-пучкового травления проводилось путем исследования спектральных характеристик (PSD-функций), полученных из данных АСМ. По аналогии были получены карты облученных поверхностей, для каждой из которых впоследствии строились PSD-функции.

Ниже приведены карты поверхностей пленок кремния до (рис. 6) и после численного моделирования (рис. 7).

После моделирования облучения поверхности Si ионами Ag с энергией 800 eV под нормалью, эффективная шероховатость снизилась до значения $\sigma_{\text{eff}} = 0.31 \text{ nm}$ в диапазоне пространственных частот $7.81 \cdot 10^{-3} - 6.25 \cdot 10^{-2} \text{ nm}^{-1}$. Травление под углом часто сопровождается развитием рельефа и образованием артефактов на поверхности, что приводит к ухудшению шероховатости [11]. В нашем случае моделировалось травление ионами аргона с энергией 800 eV под углом 60 deg к поверхности, в результате которого значение эффективной шероховатости выросло до 0.37 nm.

Для проверки модели был проведен ряд экспериментов с теми же значениями энергий и углов падения ионов на поверхность образца. Ниже приведены пара АСМ кадров $128 \times 128 \text{ nm}^2$ исходной и облученной поверхностей (рис. 8, 9).

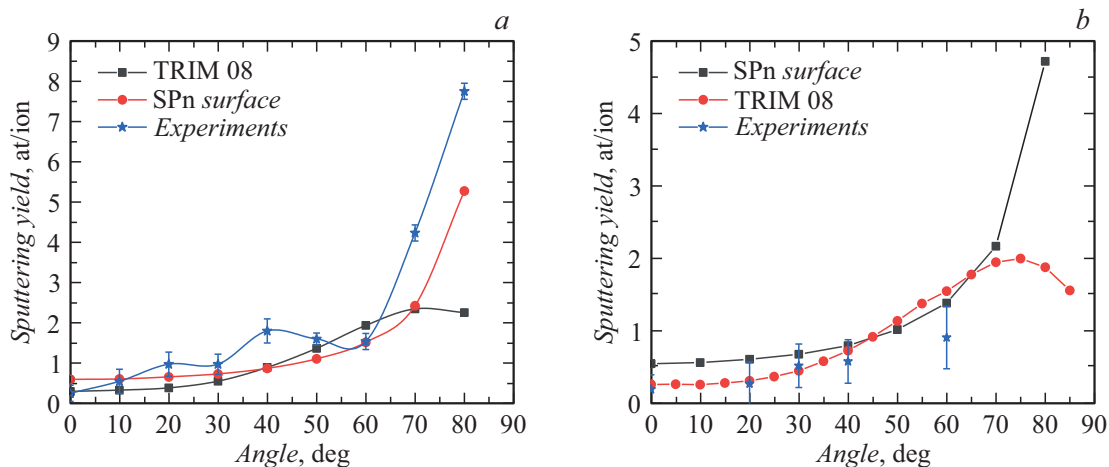


Рис. 5. Угловые зависимости коэффициента распыления аморфного кремния ионами Ag с энергией 500 (a) и 400 eV (b).

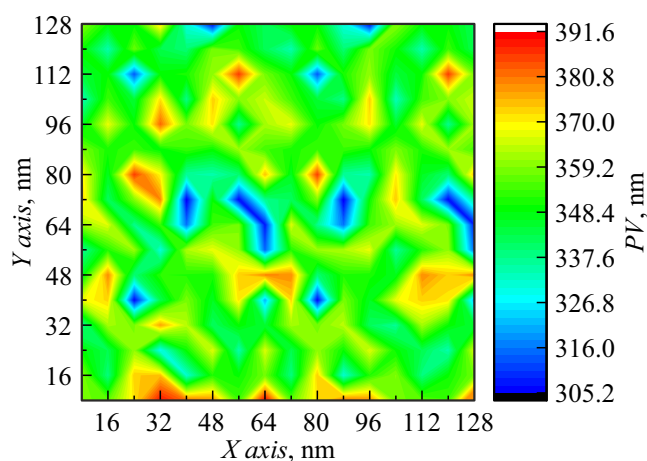


Рис. 6. Карта $128 \times 128 \text{ nm}^2$ исходной поверхности Si, $\sigma_{\text{eff}} = 0.34 \text{ nm}$.

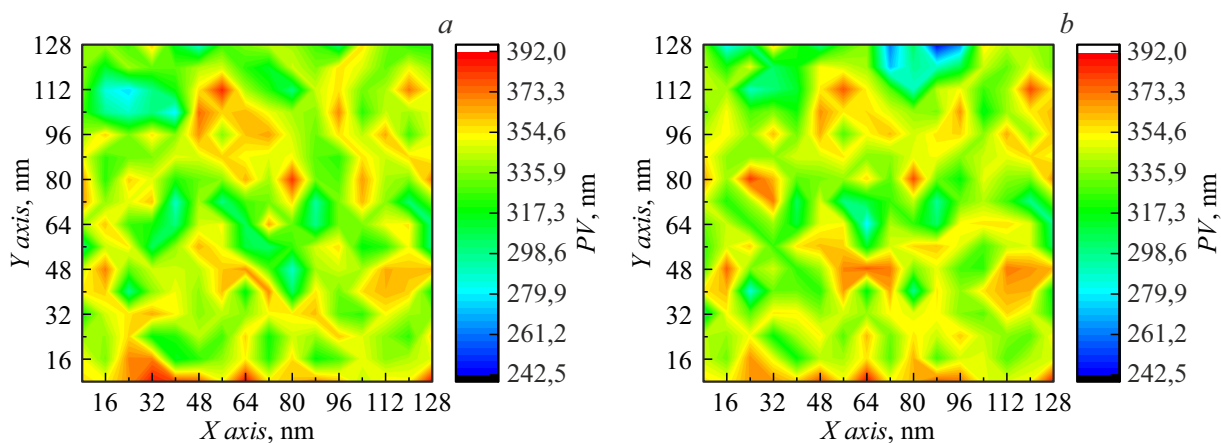


Рис. 7. Карта $128 \times 128 \text{ nm}^2$ травленной поверхности Si ионами Ar: *a* — $E_{\text{ion}} = 800 \text{ eV}$, $\varphi = 0^\circ$ 2000 итераций; $\sigma_{\text{eff}} = 0.31 \text{ nm}$; *b* — $E_{\text{ion}} = 800 \text{ eV}$, $\varphi = 60^\circ$, 2000 итераций, $\sigma_{\text{eff}} = 0.37 \text{ nm}$.

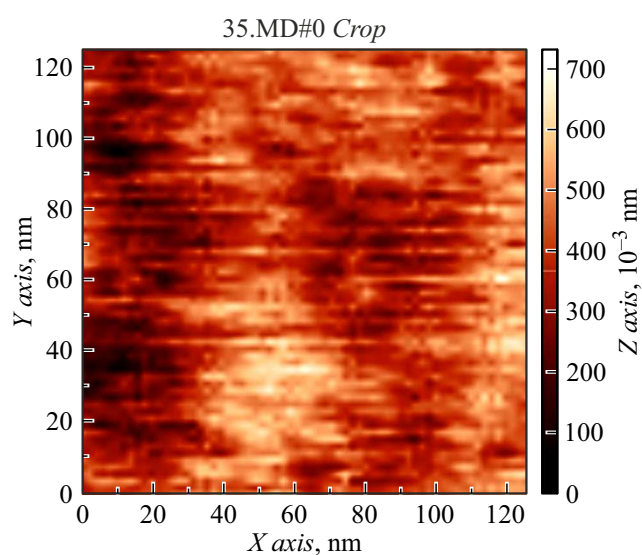


Рис. 8. Кадр АСМ $128 \times 128 \text{ nm}^2$ исходной поверхности аморфного Si с $\sigma_{\text{eff}} = 0.34 \text{ nm}$.

Ниже приводятся спектральные характеристики поверхностей, подвергнутых ионной бомбардировке (рис. 10).

Образец Si#1 соответствует исходной поверхности; Si#2 — облученная ионами аргона с энергией 800 eV под углом 60 deg; Si#3 — облученная ионами аргона с энергией 800 eV под нормалью. Видно, что после травления под нормалью наблюдается сглаживающий эффект во всем диапазоне пространственных частот, в то время как под углом проявляется развитие рельефа (синяя кривая (в онлайн версии) в области средних и низких пространственных частот лежит выше исходной). Таким образом, значение эффективной шероховатости удалось улучшить на 20% при травлении под нормалью, в то время как под углом 60 deg, это значение ухудшилось на 23% по отношению к исходной.

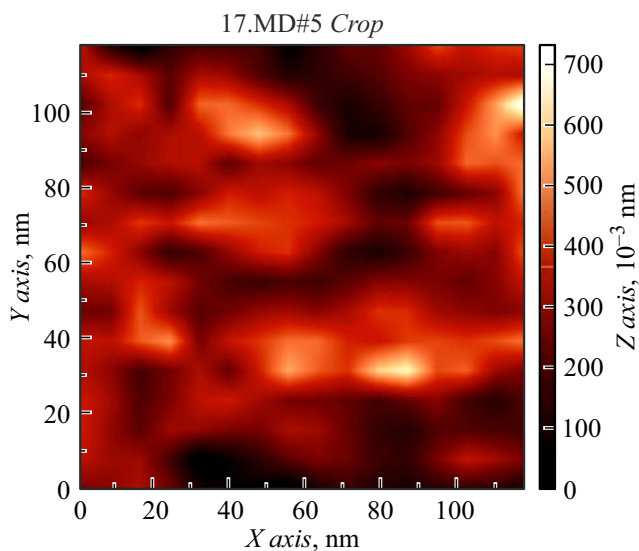


Рис. 9. Кадр АСМ $128 \times 128 \text{ nm}^2$ травленной поверхности Si ионами Ar с энергией 800 eV под углом 60 deg. $\sigma_{\text{eff}} = 0.42 \text{ nm}$.

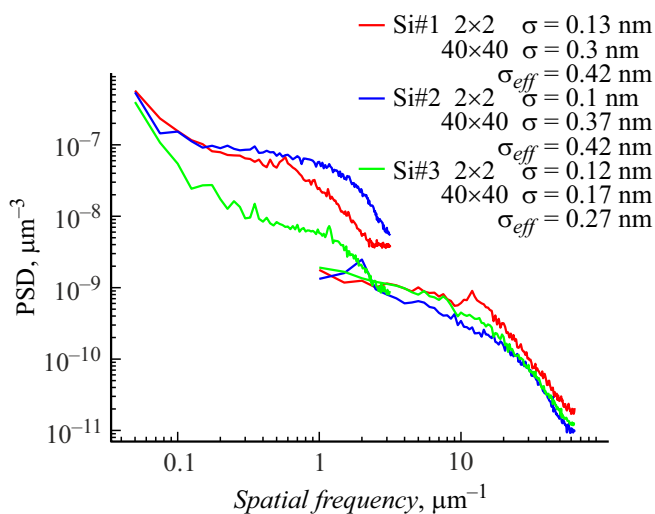


Рис. 10. PSD-функции поверхностей Si, подвергнутых бомбардировке ускоренными ионами Ar с энергией 800 eV.

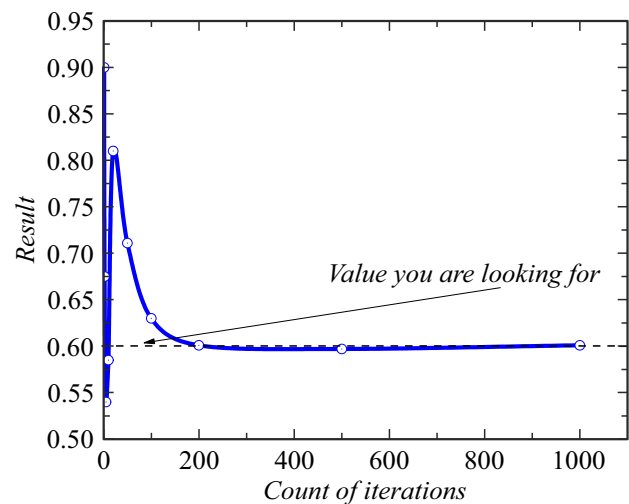


Рис. 11. Зависимость выдаваемого значения коэффициента распыления от числа итераций.

Также для проверки эффективности работы программы, было оценено минимальное число итераций для получения достоверного значения коэффициента распыления (рис. 11). Пунктиром на рисунке обозначено искомое значение. Видно, что, начиная с 200 итераций, значение коэффициента распыления изменяется во втором и третьем знаке после запятой.

Заключение

Таким образом, в работе продемонстрирован импульсный механизм физического распыления с учетом эволюции поверхности на примере нашего алгоритма SPnSurface. Результаты численного моделирования качественно совпадают с наблюдаемыми в экспериментах. Более того, для аморфного кремния, облученного ускоренными ионами аргона, рассчитанные значения коэффициента распыления от энергии хорошо согласуются с экспериментом при энергиях выше 600 eV. Угловые зависимости количественно совпадают с экспериментом в диапазоне углов до 60 deg. Далее наблюдается расхождение в значениях до 40% от полученных экспериментально. Стоит отметить, что TRIM при углах выше 60 deg показывает отклонение вплоть до 70% относительно значений, полученных в эксперименте. Различие в значениях может быть объяснено величиной съема материала. Во всех экспериментах глубина травления составляла 100 nm, в то время как при моделировании, в связи с большими временами вычислений, величина съема была порядка десяти ангстрем.

Благодарности

Использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 21-72-30029.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M.S. Mikhailenko, N.I. Chkhalo, S.A. Churin, M.A. E. Pestov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, M.V. Zorina. *Appl. Opt.* **55** (6), 1249–1256, (2016).
<https://doi.org/10.1364/AO.55.001249>
- [2] X. Li, D. Wang, F. Nie, P. Wu, Sh. Zhao. 10th International Symposium on Advanced Optical Manufacturing and Testing Technologies: Advanced and Extreme Micro-Nano Manufacturing Technologies. 120730L (2021).
<https://doi.org/10.1117/12.2605262>
- [3] Wen Hui Deng, Xian Hua Chen, Hui Liang Jin, Bo Zhong, Jin Hou, An Qi Li. *Young Scientists Forum 2017*. 107102W (2018). <https://doi.org/10.1117/12.2316623>
- [4] P. Sigmund. *Phys. Rev.*, **187**, 768 (1969).
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.184.383>
- [5] J. Lindhart, M. Scharff, H. Schiott. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 33 (1963).
- [6] O.B. Firsov. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, (1957).
- [7] [Электронный ресурс] Режим доступа:
http://www.telstv.ru/?page=en_silicon_wafers
- [8] J.F. Ziegler, M.D. Ziegler, J.P. Biersack. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, **268** (11–12), 1818–1823 (2010).
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2010.02.091>
- [9] Ю.А. Вайнер, М.В. Зорина, А.Е. Пестов, Н.Н. Салашченко, Н.И. Чхало, Р.А. Храмков. *Известия РАН. Сер. физ.* **75** (1), 65–67 (2011). [Y.A. Vainer, M.V. Zorina, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko, N.I. Chkhalo, R.A. Khramkov. *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.*, **75** (1), 61–63 (2011). DOI: 10.3103/S1062873811010254]
- [10] Qiangmin Wei, Kun-Dar Li, Jie Lian, Lumin Wang. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **41**, 172002 (2008).
DOI: 10.1088/0022-3727/41/17/172002
- [11] M. Karlušić, M. Mičetić, M. Kresić, M. Jakšić, B. Šantić, I. Bogdanović-Radović, S. Bernstorff, H. Lebius, B. Band'Etat, K. Žužek Rožman, J.H. O'Connell, U. Hagemann, M. Schleberger. *Appl. Surf. Sci.*, **541**, 148467 (2021).
<https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2020.148467>