

05;11;12

Модификация формы иглы сканирующего зондового микроскопа с помощью ионного распыления

© Г.В. Дедков, С.Ш. Рехвиашвили

Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик

Поступило в Редакцию 8 апреля 1998 г.

В окончательной редакции 8 сентября 1998 г.

Проводится моделирование процесса ионного распыления иглы сканирующего зондового микроскопа с целью выяснения условий образования выступов на вершине острия. Показано, что при изотропном процессе распыления на вершине иглы конической формы возникают более острые выступы, если начальный радиус кривизны острия не слишком велик и если угловая зависимость коэффициента распыления имеет достаточно резкий максимум при углах падения $60-70^\circ$.

Вопрос модификации и контроля формы иглы сканирующих зондовых микроскопов (атомно-силового, туннельного, фрикционного) является очень важным, поскольку растущие применения нового поколения этих приборов как точных измерительных инструментов требуют учета реальной формы и атомной структуры чувствительного элемента — иглы. Определение ее формы чаще всего производится с помощью электронной просвечивающей микроскопии [1].

Для модификации (заострения) вершинной части иглы применяется электрохимическое травление [2–4] или ионное распыление [5–7]. Так, авторы [5] распыляли проволоку из вольфрама и из сплава платины с иридием пучком ионов Ga^+ с диаметром $0.4 \mu m$. В большинстве случаев конец проволоки, обращенный к пучку, приобретал форму конуса с углом раствора $8-10^\circ$, но иногда отмечалось появление выступов цилиндрической формы с плоской оконечностью. Радиусы закругления выступов составляли $1-5 nm$.

Настоящая работа является продолжением [8], в которой предложен метод определения формы иглы зондового микроскопа с помощью спектроскопии обратного рассеяния. Ее целью является исследование

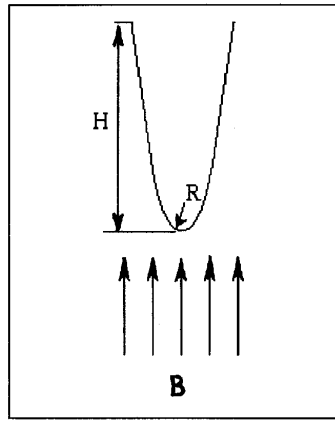


Рис. 1. Схема обработки острия зондового микроскопа ионным пучком.

эволюции формы иглы с помощью моделирования процесса распыления и выяснения физических условий, способствующих образованию выступов. Заметим, что обе методики (распыление и контроль формы) можно осуществлять в одной и той же вакуумной камере, меняя ориентацию пучка [8].

Для решения поставленной задачи рассмотрена однородная модель кремниевого острия, первоначально имеющего форму параболоида вращения с высотой H и радиусом закругления R в вершинной части. Схема ориентации падающего пучка B по отношению к острию показана на рис. 1.

Из экспериментов известно, что угловая зависимость коэффициента распыления имеет максимум при углах падения $60\text{--}85^\circ$ [9], поэтому для проведения численных расчетов соответствующая функция $K(\alpha)$ аппроксимировалась в виде (угол α отсчитывается от нормали к поверхности)

$$K(\alpha) = K_0 \cdot \left[\exp\left(-\frac{(|\alpha| - \alpha_0)^2}{2\sigma_1^2}\right) \theta(\alpha_0 - |\alpha|) + \exp\left(-\frac{(|\alpha| - \alpha_0)^2}{2\sigma_2^2}\right) \theta(|\alpha| - \alpha_0) \right], \quad (1)$$

где K_0 , α_0 , σ_1 , σ_2 — модельные параметры, а

$$\theta(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0, \\ 0, & x < 0. \end{cases}$$

Величина угла α_0 физически соответствует максимуму угловой зависимости коэффициента распыления, а параметры σ_1 и σ_2 характеризуют ее крутизну по разные стороны от максимума.

Аппроксимация (1) позволяет учесть основные особенности коэффициента распыления (рис. 2): наличие максимума, достаточно медленное возрастание слева и резкое убывание — справа от него. Крестиками показаны экспериментальные значения [9] коэффициента распыления для случая $\text{Ar}^+ - \text{SiO}_2$ (энергия пучка 32 KeV), модельная функция (1) для параметров $K_0 = 3$, $\sigma_1 = 0.65 \text{ rad}$, $\sigma_2 = 0.133 \text{ rad}$ и зависимость $K(\alpha) = 1/\cos \alpha$ (пунктирная кривая), соответствующая теории [10] в области левее максимума.

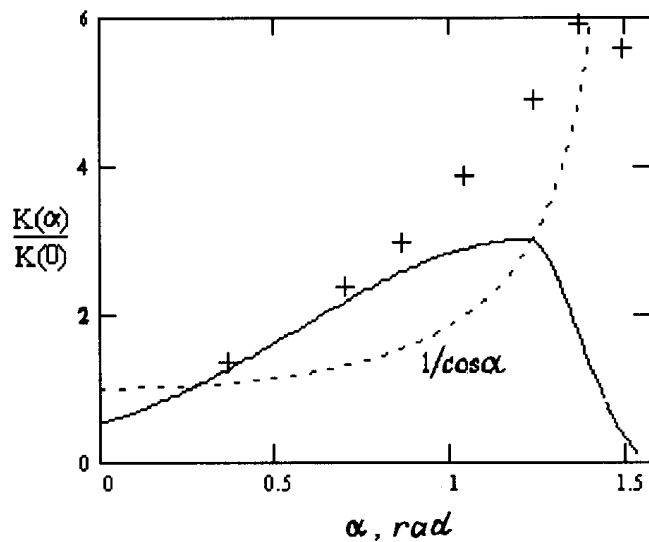


Рис. 2. Угловая зависимость коэффициента распыления. Сплошная кривая — модельная функция (1) при $\alpha_0 = 70^\circ$, $K_0 = 3$, $\sigma_1 = 37^\circ$, $\sigma_2 = 8^\circ$; крестики — экспериментальные значения [9] для случая распыления $\text{Ar}^+ - \text{SiO}_2$ (энергия 32 KeV); пунктирная кривая — теоретическая зависимость $1/\cos \alpha$ [10].

В случае однородной мишени скорость распыления плоской границы в нормальном направлении равна

$$\Delta x / \Delta t = \frac{IK(\alpha) \cos(\alpha)}{n}, \quad (2)$$

где I — интенсивность ионного пучка, n — объемная концентрация атомов мишени. Полагая $\Delta x = I\Delta t/n$, можно следить за эволюцией формы иглы произвольной начальной формы, разбивая ее поверхность на конечное число квазиплоских участков. В наших расчетах предполагалось, что $\Delta x = 0.05$ nm, $H = 1000$ nm, а начальные радиусы закругления R и углы α_0 варьировались.

Результаты моделирования для различных начальных условий показаны на рис. 3–5. Кривые 1–4 соответствуют начальной форме острия и соответственно после 500, 1000 и 2000 ”шагов распыления”. Значения параметров σ_1 и σ_2 для всех случаев соответствуют рис. 2.

Из рисунков следует, что появление выступов на вершине острия наблюдается только при $\alpha_0 < 80^\circ$, причем раньше всего они образуются при меньших значениях R (ср. рис. 4, *a* и *b*). Радиусы закругления выступов примерно на порядок меньше, чем R . При $\alpha_0 = 60^\circ$ (рис. 3) выступы появляются при всех значениях R от 10 до 100 nm, но уже при $\alpha_0 = 70^\circ$ — только для $R = 10$ и 50 nm, а при углах $\alpha_0 = 80^\circ$ (и выше) их совсем нет (рис. 5). Дальнейшее увеличение времени распыления эти выводы не изменяет. При $\alpha_0 > 80^\circ$ выступов нет даже при $R < 10$ nm (эти кривые не приводятся). При $\sigma_1 = \sigma_2$, когда функция $K(\alpha)$ симметрична, выступы тоже не возникают.

При более длительной обработке боковая поверхность выступов приобретает цилиндрическую форму, а вершина уплощается. В случаях, когда выступы не образуются, форма иглы с течением времени стремится к конической с углом раствора, близким к $\pi - 2\alpha_0$. Это согласуется с теоретическими оценками Картера с сотрудниками [11] и с экспериментальными результатами работы [12], в которой проводилась обработка ”толстой” медной проволоки диаметром 100 μm .

На приведенных рисунках можно также отметить наличие более шероховатой поверхности иглы при $\alpha_0 = 60^\circ$, тогда как при больших углах ее поверхность является более гладкой. Это связано с тем, что образование ямок травления при меньших углах максимума коэффициента распыления идет более интенсивно, поскольку охватывает большую

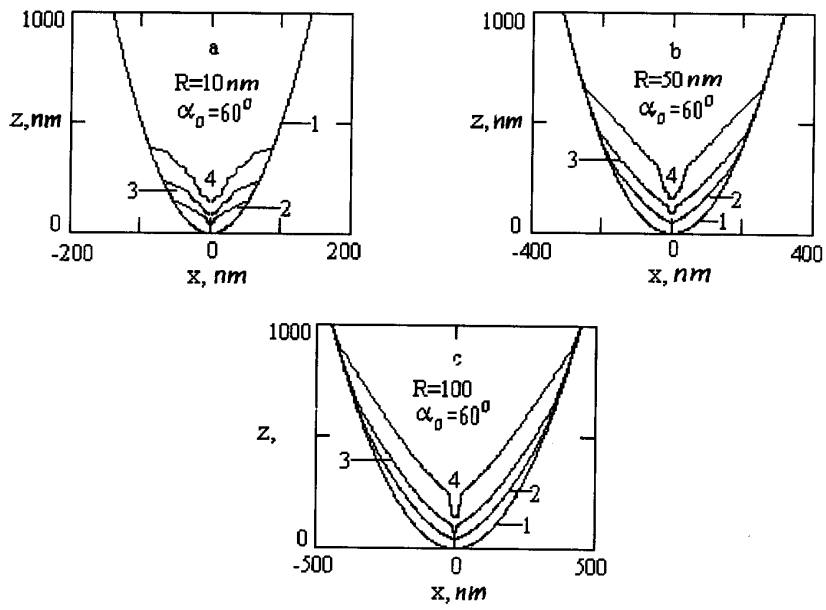


Рис. 3.

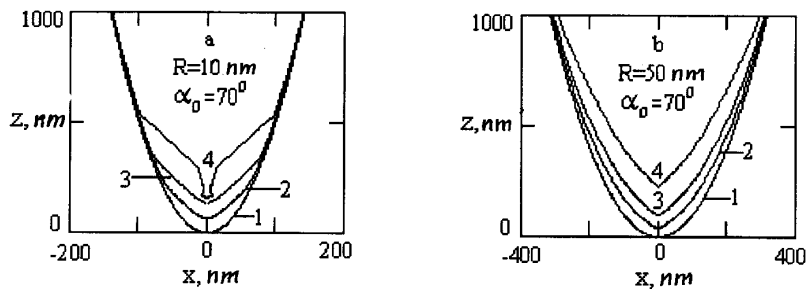


Рис. 4.

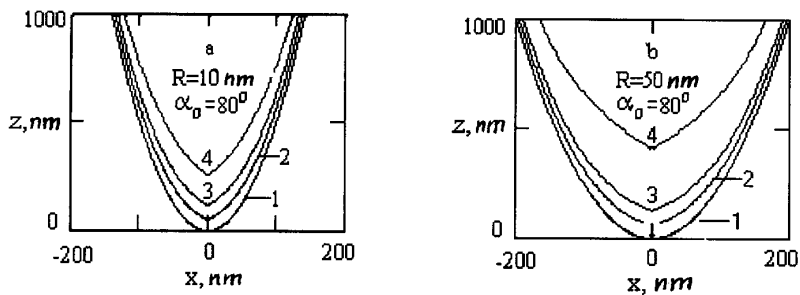


Рис. 5.

Рис. 3–5. Эволюция формы иглы, распыляемой ионным пучком, при различных значениях угла, соответствующего максимуму коэффициента распыления, и начального радиуса кривизны параболоида. Кривые, пронумерованные цифрами 1–4, соответствуют начальной форме острья, а также после 500, 1000 и 2000 ”шагов распыления”.

площадь поверхности. В то же время отсутствие выступов при больших начальных радиусах закругления объясняется тем, что участки острья, для которых угол падения пучка соответствует максимуму распыления, слишком далеко удалены друг от друга, поэтому при последующей обработке не смыкаются. Это означает, что острье имеет ”слишком плоскую” начальную форму.

Результаты работы показывают, таким образом, что ионное распыление при определенных условиях может приводить к образованию выступов на вершине острья иглы зондовых микроскопов, имеющих значительно меньший радиус кривизны, чем исходная поверхность. При более длительной обработке ионным пучком выступы могут становиться цилиндрическими и приобретать уплощенную оконечность. Это согласуется с результатами экспериментов [4–6,12] и с теорией [11]. Острия цилиндрической формы являются более предпочтительными при работе микроскопов в режиме зондирования поверхностного рельефа с вертикальными стенками.

Список литературы

- [1] *Lantz M.A., O'Shea S.J., Welland M.E., Johnson K.L.* // Phys. Rev. 1997. V. B55. P. 10776.
- [2] *Chen Yufeng, Xu Wei, Huang Jinlin.* // J. Phys. 1989. V. E22. N 7. P. 455.
- [3] *Ibe J.P., Bey P.P.Jr., Brandow S.L., Brizzolara C.R.K., Colton R.J.* // J. Vac. Sci. & Technol. 1990. V. A8. N 4. P. 3570.
- [4] *Rao M.V.H., Mathur B.K.* // Indian J. Pure and Appl. Phys. 1993. V. 31. V. 574.
- [5] *Vasile M.J., Crigg D.A., Griffith J.E., Fitzgerald E.A., Russel P.E.* // Rev. Sci. Instrum. 1991. V. 62. N 9. P. 2167.
- [6] *Hopkins L.C. et al.* // J. Vac. Sci. & Technol. 1995. V. B13. P. 335.
- [7] *Morishita S., Okuyama F.* // J. Vac. Sci. & Technol. 1991. V. A9. N 1. P. 167.
- [8] *Дедков Г.В., Рехвиашвили С.Ш.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. № 11. С. 88.
- [9] *Andersen H.H., Bay H.L.* // Sputtering by Particle Bombardment I / Ed. R. Berish. Springer-Verlag. 1981. P. 200.
- [10] *Фальконе Д.* // УФН. 1992. Т. 162. № 1. С. 72.
- [11] *Carter G., Navinsek B., Whitton H.L.* // Sputtering by Particle Bombardment II / Ed. R. Berish. Top. Appl. Phys. 1983. V. 52. P. 231.
- [12] *Hasuyama H., Kanda Y., Soeda T., Niiya K., Kimura M.* // Mat. Sci. & Engineering. 1987. V. 90. P. 33.