

Эмиссия заряженных кластеров при ионном распылении металла

© В.И. Матвеев

Отдел теплофизики АН Узбекистана,
700135 Ташкент, Узбекистан
E-mail: matveev@vict.silk.org

(Поступило в Редакцию 24 мая 1999 г.)

Предложен метод расчета процессов распыления металла в виде больших нейтральных и заряженных кластеров с числом атомов $N \geq 5$ при ионной бомбардировке, основанный на простых физических предположениях и находящийся в неплохом согласии с экспериментом. В качестве примера рассчитаны степени и коэффициенты ионизации, а также относительные выходы кластеров в зависимости от числа атомов в составе кластеров при бомбардировке различных металлов (Ag, Nb и Ta) однозарядными ионами Ar^{+1} и Au^{-1} . Развита флуктуационный механизм формирования зарядового состава больших кластеров, позволяющий описать зависимости зарядовых распределений от размеров кластеров и температуры мишени.

Введение

Распыление твердых тел при ионной бомбардировке играет важную роль во многих направлениях науки и техники. Связано это прежде всего с технологическими применениями в микро- и нанoeлектронике, космической и термоядерной технологиях. К настоящему времени значительно возросло число работ, посвященных как применению, так и фундаментальным исследованиям явления распыления (см., например, недавние обзоры [1–5] и содержащаяся в них обширную библиографию). Теоретическое описание и расчеты процессов распыления крайне затруднены и прежде всего существенно многочастичным характером задачи, как на стадии внедрения ионов в твердое тело, так и на стадии формирования продуктов распыления, которые состоят не только из одиночных атомов мишени, но и из многоатомных частиц — кластеров. Процессы распыления в виде одиночных атомов мишени обычно описывают [1] на основе так называемого каскадного механизма распыления [6]. Механизмы распыления в виде связанных двух или большего количества атомов мишени представляют до настоящего времени объект дискуссии [1,2,5], поскольку неудовлетворительно описывают образование больших кластеров и существенно отличаются от механизмов образования кластеров в газовых и плазменных средах. Надежды на выполнение расчетов "из первых принципов" в настоящее время связываются [1,2,5] (см., также расчеты в [7,8]) с компьютерным моделированием методами молекулярной динамики. Однако такие расчеты сложны в техническом отношении, особенно с ростом числа атомов в кластере, и трудно воспроизводятся другими исследованиями. Сложной проблемой является также процесс формирования зарядового состава продуктов распыления поверхности. В качестве количественной характеристики зарядового состава обычно используют степень ионизации $\eta = J^Q/J$, где J^Q — поток покидающих поверхность частиц, каждая из которых имеет заряд Q ; $J = \sum_Q J_Q$ — полный поток уходящих частиц. Однако для характеристики зарядового состава продуктов

распыления в виде кластеров удобно использовать менее общие характеристики: коэффициент ионизации

$$\alpha_N^Q = \frac{J_N^Q}{J_N^{Q=0}}, \quad (1)$$

и степень ионизации кластеров с числом атомов N

$$\eta_N^Q = \frac{J_N^Q}{J_N}, \quad (2)$$

где J_N^Q — поток покидающих поверхность кластеров, каждый из которых состоит из N атомов и имеет заряд $Q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$; $J_N = \sum_Q J_N^Q$ — полный поток нейтральных и заряженных кластеров, содержащих N атомов.

Исследованиям формирования зарядового состава одноатомных распыленных либо рассеянных поверхностью металла частиц посвящено значительное число работ, как экспериментальных, так и теоретических (см., например, [9]). Механизм же формирования зарядового состава полиатомных частиц значительно менее исследован и теоретически, и экспериментально. Отметим обнаруженную в работе [10] зависимость коэффициента ионизации α_N^{+1} от числа атомов в составе кластера, когда α_N^{+1} резко возрастает с ростом N , достигая некоторого насыщения при $N \geq 5$, так что дальнейшие изменения α_N^{+1} с ростом N незначительны. Это позволило сделать вывод об универсальности эмпирически установленного степенного закона для относительного выхода как нейтральных, так и заряженных больших кластеров. В работе [11] была предпринята основанная на полуэмпирических оценках степени возбуждения вылетающих кластеров попытка объяснения формирования однозарядных положительных кластеров на стадии отлета путем термоэмиссии электронов из отлетающих кластеров. Однако согласие с экспериментом удалось достигнуть лишь в предположении о существовании кластеров с чрезвычайно высокими температурами ~ 1 eV. Кроме того, не ясны каналы формирования кластеров с отличающимися от $+1$ зарядами, в том числе и отрицательно

заряженные кластеры. В настоящей работе предложен механизм распыления металла в виде нейтральных и заряженных кластеров с числом атомов $N \geq 5$ под действием ионной бомбардировки. Механизм основан на простых физических предположениях и находится в согласии с экспериментом.

Процесс формирования зарядового состава является составной частью механизма распыления. Наше рассмотрение существенно использует ранее высказываемое много раз предложение [1], согласно которому большие кластеры вылетают как целое в виде блока атомов. Дальнейшее развитие это предположение получило в модели распыления, предложенной в работах [12,13]. Согласно [12,13], вероятность событий, соответствующих коррелированному движению блока из N атомов с полным импульсом \mathbf{k} , имеет вид

$$W_n = \left[\frac{\exp\left\{-\frac{\beta}{n_0 \hbar^2} \left(q - \frac{k}{N}\right)^2\right\} - \exp\left\{-\frac{\beta}{n_0 \hbar^2} \left(q + \frac{k}{N}\right)^2\right\}}{4q \frac{k}{N} \frac{\beta}{n_0 \hbar^2}} \right]^N, \quad (3)$$

где $\beta = 1/(2m\omega/\hbar)$; ω — характерная частота колебаний атомов мишени; m — масса атома мишени; q имеет смысл средней длины импульса, полученного каким-либо атомом мишени на ранней стадии развития каскада столкновений.

Вероятность (3) есть результат суммирования по всем состояниям колебательного возбуждения кластера до некоторого главного квантового числа n_0 , когда энергии, запасенной в возбужденных осцилляторах, хватит на развал кластера, для этого достаточно $n_0 \approx \Delta/(\hbar\omega)$, когда энергии колебаний всех осцилляторов (атомов в составе кластера) хватает на выброс одного атома из ямы глубиной Δ , описывающей связь атомов мишени.

Модель формирования зарядового состава

Определим зарядовое состояние блока из N атомов. Для этого, как и при статистическом выводе [14] формулы Саха-Ленгмюра, будем считать, что по мере удаления кластера от поверхности металла до некоторого расстояния (называемого критическим) ξ возможен обмен между электронами зоны проводимости металла и электронами атомов, входящих в состав кластера. При удалении кластера от металла на расстояния, превышающие ξ , электронный обмен неадиабатически прекращается. Везде ниже, говоря об электронах кластера, мы будем иметь в виду только валентные электроны, а совокупность соответствующих состояний мы будем называть зоной проводимости кластера и считать, что именно между зонами проводимости металла и кластера возможен обмен. Тогда среднее число электронов \bar{n}_τ , находящихся на электронном уровне энергии ε_τ в кластере, согласно распределению Ферми, равно $\bar{n}_\tau = \{\exp[(\varepsilon_\tau - \mu)/\Theta] + 1\}^{-1}$, Θ — температура, μ — химический потенциал. Обозначим через $\overline{\Delta n_\tau^2}$ среднеквадратичное отклонение чисел

заполнения n_τ от равновесных значений \bar{n}_τ , тогда [15] $\overline{\Delta n_\tau^2} = (\overline{n_\tau - \bar{n}_\tau})^2 = \bar{n}_\tau(1 - \bar{n}_\tau)$. Очевидно, среднее число электронов $\bar{N}_e = \sum_\tau \bar{n}_\tau$. Пусть число электронов в зоне проводимости кластера N_e , тогда, по определению, $\overline{\Delta N_e^2} = (N_e - \bar{N}_e)^2 = \sum_\tau \overline{\Delta n_\tau^2}$. Кластер, имеющий N_e электронов в зоне проводимости, будет электрически нейтральным, если $N_e = \bar{N}_e$, где \bar{N}_e — среднее число электронов в зоне проводимости кластера, равное числу атомов N в кластере, умноженному на валентность γ (точнее, на число атомных электронов, отдаваемых нейтральным атомом металла в зону проводимости). Таким образом, заряд кластера $Q_e = (N_e - N\gamma)e$, где e — заряд электрона.

Дальнейшие вычисления по этим формулам требуют знания электронной структуры кластера и, вообще говоря, не могут быть проделаны в общем виде. Однако если считать размер кластера достаточно большим и электронные состояния квазинепрерывными, то суммирование по электронным состояниям может быть стандартным образом заменено на интегрирование по зоне по правилу [15]

$$\sum_\tau f(\varepsilon_\tau) = \int_0^\infty f(\varepsilon) 2^{1/2} \frac{V m_e^{3/2} \sqrt{\varepsilon}}{\pi^2 \hbar^3} d\varepsilon,$$

m_e — масса электрона зоны проводимости, V — объем кластера.

Поэтому

$$\begin{aligned} \overline{\Delta N_e^2} &= 2^{1/2} \frac{V m_e^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty d\varepsilon \sqrt{\varepsilon} \frac{\exp[(\varepsilon_\tau - \mu)/\Theta]}{\{\exp[(\varepsilon_\tau - \mu)/\Theta] + 1\}^2} \\ &= 2^{1/2} \frac{V m_e^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \int_{-\mu/\Theta}^\infty dz \Theta \sqrt{\Theta z + \mu} \frac{\exp z}{\{\exp z + 1\}^2}. \quad (4) \end{aligned}$$

При температурах, меньших температуры вырождения, т. е. при $\mu/\Theta \gg 1$

$$\overline{\Delta N_e^2} \approx 2^{1/2} \frac{V m_e^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \sqrt{\mu} \Theta,$$

где химический потенциал вырожденного ферми-газа с числом частиц \bar{N}_e в объеме V равен [15]

$$\mu = (3\pi^2)^{2/3} \frac{\hbar^2}{2m_e} \left(\frac{\bar{N}_e}{V}\right)^{2/3}.$$

Таким образом, средний квадрат отклонений заряда кластера от равновесного значения $\overline{Q_e} = (N_e - N\gamma)e = 0$

равен¹

$$\begin{aligned} \overline{(\Delta Q_N)^2} &= e^2 \overline{\Delta N_e^2} = e^2 \frac{3^{\frac{1}{2}} m_e \Theta}{\pi^{\frac{4}{3}} \hbar^2} \left(\frac{\overline{N_e}}{V} \right)^{\frac{1}{3}}, \\ V &= \frac{3^{\frac{1}{2}} m_e \Theta}{\pi^{\frac{4}{3}} \hbar^2} \left(\frac{V}{N} \right)^{\frac{2}{3}} \gamma^{\frac{1}{3}} N. \end{aligned} \quad (5)$$

Вероятности же $P_N(Q)$ значений Q будем определять исходя из стандартной формулы для вероятности флуктуаций

$$P_N(Q) = \frac{1}{D_N} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \frac{Q^2}{\overline{(\Delta Q_N)^2}} \right\}, \quad (6)$$

где нормирующий множитель D_N определяется путем суммирования по всем возможным значениям $Q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ и равен

$$D_N = \sum_Q \exp \left\{ -\frac{1}{2} \frac{Q^2}{\overline{(\Delta Q_N)^2}} \right\}. \quad (7)$$

Таким образом, для получения вероятности W_N^Q вылета кластера с числом атомов N и зарядом Qe необходимо умножить вероятность W_N из (3) на $P_N(Q)$

$$W_N^Q = W_N P_N(Q). \quad (8)$$

Формула (8) будет описывать вероятность вылета кластера из N атомов, если кинетической энергии кластера хватит на разрыв энергии связи кластера из N атомов с остальными атомами металла. Если кластер электронейтральный, то такая энергия связи пропорциональна площади поверхности S_N , по которой блок из N атомов соприкасается с остальным металлом. Предположим, что это — полусфера с центром, лежащим на поверхности металла до распыления. Радиус полусферы очевидно связан с числом атомов в кластере

$$R_N = \left[N \frac{3}{2\pi d} \right]^{\frac{1}{3}}, \quad (9)$$

где d — число атомов в единице объема.

Тогда энергия связи нейтрального кластера, пропорциональная S_N , равна

$$U_N^0 = \sigma S_N = \sigma 2\pi R_N^2 = \sigma \left(\frac{3}{2\pi d} \right)^{\frac{2}{3}} N^{\frac{2}{3}} = \delta N^{\frac{2}{3}}, \quad (10)$$

где δ очевидно имеет смысл поверхностной энергии связи нейтрального кластера, приходящейся на один атом в составе кластера.

¹ В принципе равенство нулю равновесного заряда кластера есть следствие предположения, что уровни Ферми в кластере и в металле совпадают, если это не выполнено, то будет наблюдаться асимметрия между положительно и отрицательно заряженными кластерами, соответствующие изменения в последующих формулах могут быть легко проведены.

Если же кластер уносит заряд Qe , то для получения его энергии связи U_N^Q с металлом к U_N^0 следует добавить энергию U_c взаимодействия с зарядом изображения

$$U_c = \frac{|Qe|}{4\chi}, \quad (11)$$

где величина χ , очевидно, имеет смысл некоторого эффективного расстояния, на котором по мере удаления кластера исчезает перекрытие волновых функций электронов зон проводимости кластера и металла, поэтому мы будем считать, что χ следующим образом связана с работой выхода ϕ металла мишени:²

$$\chi = \frac{\hbar}{\sqrt{2m_e\phi}} \quad (12)$$

Поэтому энергия связи кластера заряда Qe с металлом имеет вид

$$U_N^Q = \delta N^{\frac{2}{3}} + U_c. \quad (13)$$

Кластер, получивший до отрыва (до преодоления энергии связи U_N^Q) импульс \mathbf{k} , будет двигаться после разрыва энергии связи с кинетической энергией T_N , равной

$$T_N = \frac{k^2}{2mN} - \sigma S_N - U_c. \quad (14)$$

Положив $T_N = 0$, находим из (14) минимальный k_{QN} , начиная с которого кластер может преодолеть энергию связи U_N^Q ,

$$k_{QN} = \sqrt{k_{0N}^2 + 2mNU_c}, \quad (15)$$

$$k_{0N} = [2mN\sigma S_N]^{\frac{1}{2}} = [2m\delta]^{\frac{1}{2}} N^{\frac{5}{6}} = k_{01} N^{\frac{5}{6}}, \quad (16)$$

где $k_{01} = (2m\delta)^{\frac{1}{2}}$ имеет смысл минимального импульса, отнесенного к одному атому в составе кластера, необходимого для отрыва нейтрального кластера.

Далее для получения вероятности отрыва как целого кластера из N атомов необходимо проинтегрировать вероятность (8) по всем возможным значениям \mathbf{k} , т.е. с условием, что $|\mathbf{k}| > k_{QN}$ и \mathbf{k} направлен наружу, что соответствует телесному углу 2π

$$\overline{W_N^Q} = \int_{|\mathbf{k}| > k_{QN}} W_N^Q d^3k = \int_{k > k_{QN}} 2\pi k^2 dk W_N P_N(Q). \quad (17)$$

При выполнении интегрирования (17) можно привести вероятность к виду, когда подынтегральное выражение имеет смысл спектрального распределения кластеров по их кинетической энергии T_N , для этого перепишем (14) в виде

$$T_N = \frac{1}{2mN} (k^2 - k_{0N}^2 - U_c). \quad (18)$$

² Строго говоря, χ определено лишь с точностью до порядка величины, однако, с тем чтобы избежать появления дополнительных подгоночных параметров, мы ставим в определении χ знак равенства.

В результате замены переменных в (17) получаем окончательное выражение для вероятности отрыва кластера из N атомов и имеющего заряд Q

$$\begin{aligned} \overline{W}_N^Q = & 2\pi \int_0^\infty kmNdT_N P_N(Q) \left[4 \frac{q}{k_{01}} \frac{k}{Nk_{01}} \frac{\delta}{\Delta} \right]^{-N} \\ & \times \left[\exp \left\{ -\frac{\delta}{\Delta} \left(\frac{q}{k_{01}} - \frac{k}{Nk_{01}} \right)^2 \right\} \right. \\ & \left. - \exp \left\{ -\frac{\delta}{\Delta} \left(\frac{q}{k_{01}} + \frac{k}{Nk_{01}} \right)^2 \right\} \right]^N, \end{aligned} \quad (19)$$

где $k = \sqrt{2mNT_N + (k_{0N})^2 + U_c}$, $k_{0N} = k_{01}N^\nu$, $\nu = 5/6$ и учтено, что $\beta k_{01}^2/n_0 = \delta/\Delta$.

Степень ионизации (2) будем определять так:

$$\eta_N^Q = \frac{\overline{W}_N^Q}{W_N}, \quad (20)$$

где

$$W_N = \sum_Q \overline{W}_N^Q$$

означает просуммированное по всем возможным значениям $Q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ значение \overline{W}_N^Q . Коэффициент же ионизации равен, согласно (1), отношению числа кластеров имеющих заряд Q к числу нейтральных кластеров (при заданном размере кластера N), будем определять так:

$$\kappa_N^Q = \frac{\overline{W}_N^Q}{\overline{W}_N^{Q=0}}. \quad (21)$$

Результаты

Наше рассмотрение, очевидно, не применимо к распылению в виде одиночных атомов или малых кластеров, а из сравнения с экспериментом сделан вывод [12,13] о применимости модели, начиная с конкретного числа атомов в кластере ($N \geq 5$). В эксперименте обычно измеряют относительные вероятности выхода кластеров с различным числом атомов. Поэтому для сравнения с экспериментом вероятность (19) следует сначала поделить на вероятность отрыва кластера с $N = 5$ (точнее, можно выбрать любое $N \geq 5$, но нам удобнее $N = 5$), аналогично нормируются и экспериментальные данные. Далее при необходимости можно перейти к любым произвольным единицам.

В таблице приведены значения энергии связи δ (eV) и варьируемого параметра q (атомные единицы: $\hbar = m_e = e = 1$) для различных комбинаций ион-мишень. Во всех приведенных в таблице случаях наблюдается хорошее согласие теории с экспериментами. При расчетах мы, стараясь вводить минимальное число подгоночных параметров, считали $\Delta = \delta$. В общем виде

Значения [16] энергии δ (eV) и варьируемого параметра q (at.u.) для различных комбинаций ион-мишень

Бомбардирующий ион	Мишень	Энергия связи [16] δ , eV	q , at.u.
Ar ⁺ (5 keV)	Ta	8.1	550
Au ⁻ (6 keV)	Ta	8.1	550
Ar ⁺ (5 keV)	Nb	7.47	380
Au ⁻ (6 keV)	Nb	7.47	310
Ar ⁺ (5 keV)	Ag	2.96	170

Примечание. Некоторые отличия значений подгоночного параметра q от использованных нами ранее в работах [12,13] для тантала и ниобия объясняются тем, что в [12,13] не рассматривалось формирование зарядового состава, а также тем, что для тантала использовалось значение энергии сублимации из другого источника.

анализ выводов непосредственно из формулы (19) затруднен, поэтому мы рассмотрим результаты численных расчетов и экспериментов, представленных на рис. 1–8 и в достаточной мере иллюстрирующих общую ситуацию.

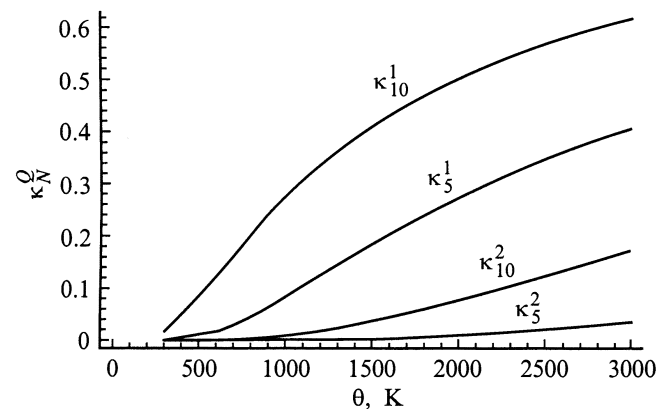


Рис. 1. Зависимость коэффициентов однократной и двухкратной ионизации кластеров от температуры мишени Θ .

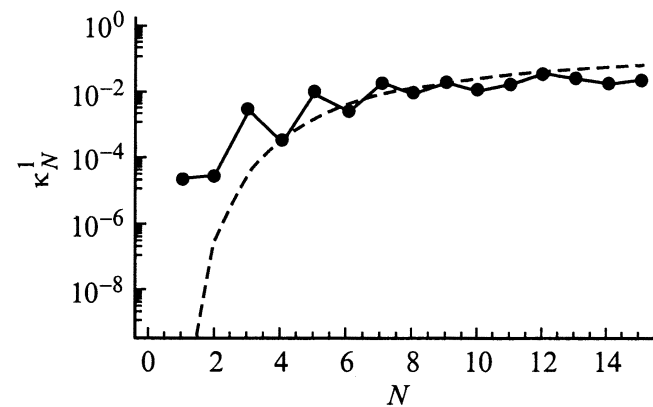


Рис. 2. Зависимость коэффициентов однократной ионизации от числа атомов в кластерах Ag. ● — эксперимент [10], --- — расчет.

Простейшей характеристикой зарядового распределения кластеров, состоящих из заданного числа атомов N , является коэффициент ионизации \varkappa_N^Q , равный отношению числа кластеров с зарядом $Q \neq 0$ к числу нейтральных кластеров того же размера N . На рис. 1 приведена зависимость от температуры мишени Θ коэффициентов ионизации кластеров Та с числом атомов $N = 5$ и 10. Рис. 1 служит иллюстрацией следующих общих выводов: 1) зарядовый состав изменяется с ростом температуры мишени, причем коэффициенты ионизации возрастают с ростом температуры; б) чем больше заряды кластеров, тем реже они встречаются: например, число кластеров с зарядом 2, как правило, существенно меньше числа кластеров с зарядом 1; в) кластеры большего размера ионизованы в большей степени, например $\varkappa_{10}^1 > \varkappa_5^1$ и $\varkappa_{10}^2 > \varkappa_5^2$.

На рис. 2 штриховой кривой показана зависимость коэффициента ионизации кластеров серебра от размера кластера N при температуре мишени $\Theta = 700$ К. Важной особенностью является тенденция к насыщению коэффициентов ионизации с ростом размера кластеров. Качественно такое же поведение отмечалось в

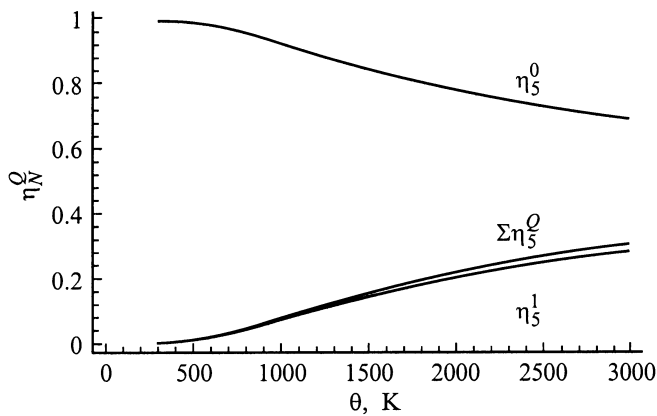


Рис. 3. Степень ионизации кластеров Та в зависимости от температуры мишени. $N = 5$; $\Sigma\eta_5^Q$ — степень ионизации, просуммированная по всем зарядам кластера, что соответствует суммарному относительному числу кластеров с произвольным, но не равным нулю, зарядом, т.е. $\Sigma\eta_5^Q = 1 - \eta_5^0$.

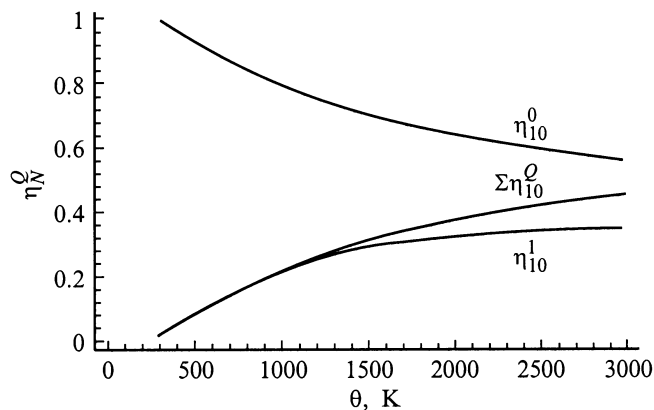


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, но $N = 10$.

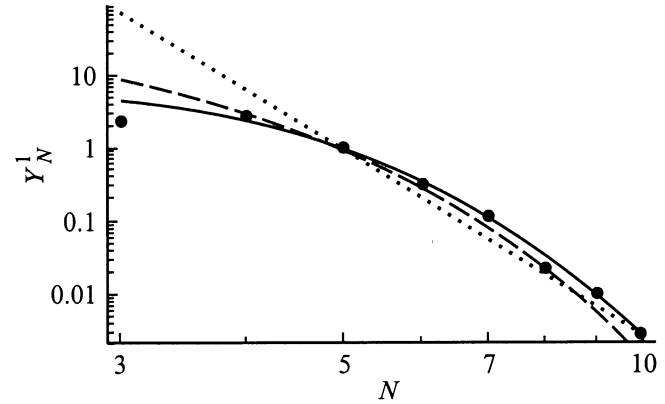


Рис. 5. Относительный выход Y_N^1 однозарядных кластеров Ta_N^{+1} в зависимости от N . Бомбардировка однозарядными ионами Au^{-1} , $\Theta = 2273$ К. Сплошная кривая — расчетные значения Y_N^1 ; ● — эксперимент [17,18]; штриховая кривая — расчетный масс-спектр нейтральных кластеров Y_N^0 ; пунктир — степенной закон [19], нормированный на пятый кластер, т.е. значения функции $N^{-8.5}/5^{-8.5}$.

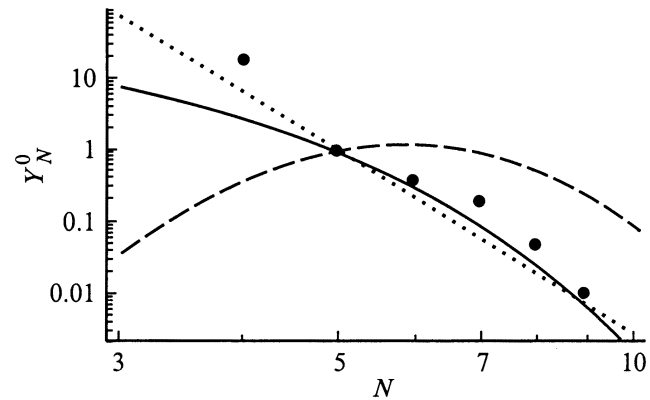


Рис. 6. Относительный выход Y_N^0 нейтральных кластеров Ta_N^0 в зависимости от N . Бомбардировка однозарядными ионами Ag^{+1} , $\Theta = 300$ К. Сплошная кривая — расчетные значения Y_N^0 ; ● — эксперимент [19]; штриховая кривая — расчетный масс-спектр однократно заряженных кластеров Y_N^1 ; пунктир — то же, что и на рис. 5.

экспериментах³ [10], результаты которых также приведены на рис. 2. Коэффициент ионизации, описывающий лишь заряженные кластеры, не позволяет делать выводы о поведении нейтральных кластеров, поэтому необходимо рассматривать степень ионизации η_N^Q равную отношению числа кластеров (размера N) с зарядом $Q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ к полному числу кластеров того же размера N . Степень ионизации позволяет наглядно продемонстрировать перераспределение зарядов между кластерами данного размера: например, рост числа заряженных кластеров сопровождается соответствующей убылью числа нейтральных. Именно такое поведение

³ Строго говоря, в эксперименте [10] температура мишени не фиксировалась, несмотря на возможное ее изменение в присутствии лазерного излучения.

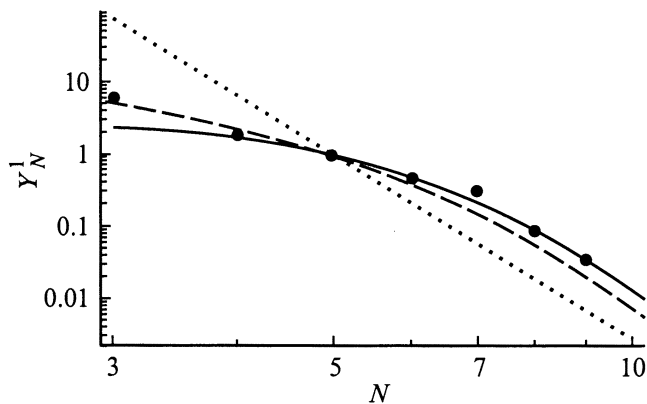


Рис. 7. Относительный выход Y_N^1 однозарядных кластеров Nb_N^{+1} в зависимости от N . Бомбардировка однозарядными ионами Au^{-1} , $\Theta = 2273$ К. Сплошная кривая — расчетные значения Y_N^1 ; ● — эксперимент [20]; штриховая кривая — расчетный масс-спектр нейтральных кластеров Y_N^0 ; пунктир — степенной закон [19], нормированный на пятый кластер, т.е. значения функции $N^{-8.1}/5^{-8.1}$.

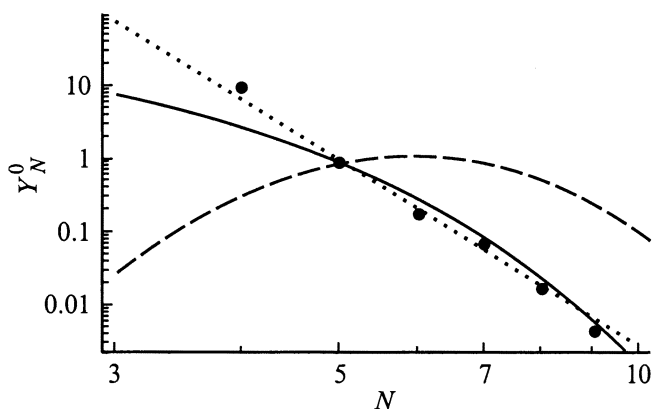


Рис. 8. Относительный выход Y_N^0 нейтральных кластеров Nb_N^0 в зависимости от N . Бомбардировка однозарядными ионами Ar^{+1} , $\Theta = 300$ К. Сплошная кривая — расчетные значения Y_N^0 ; ● — эксперимент [19]; штриховая кривая — расчетный масс-спектр однократно заряженных кластеров Y_N^1 ; пунктир — то же, что и на рис. 7.

степени ионизации показано на рис. 3 (для $N = 5$) и 4 (для $N = 10$). На рис. 5–8 приведены относительные выходы $Y_N^0 = \overline{W}_N^0 / \overline{W}_5^0$ однозарядных (Y_N^1) и нейтральных (Y_N^0) кластеров Ta_N и Nb_N в зависимости от числа атомов в их составе N при бомбардировке мишени из тантала и ниобия однозарядными ионами Au^{-1} при энергии 6 keV и ионами Ar^{+1} при энергии 5 keV, температура мишени $\Theta = 2273$ К и $\Theta = 300$ К; для сравнения на рисунках приведен также степенной закон [19], нормированный на пятый кластер, т.е. значения функции $N^{-8.5}/5^{-8.5}$ для тантала и $N^{-8.1}/5^{-8.1}$ для ниобия. Необходимо отметить, что масс-спектры нейтральных кластеров слабо зависят от температуры мишени, тогда как масс-спектры однозарядных кластеров существенно зависят от температуры

мишени, однако с ростом температуры они приближаются к масс-спектрам нейтральных кластеров.

Таким образом, именно выбрасывание кластеров как целого позволяет развить флуктуационный механизм формирования зарядового состава кластеров и описать зависимости зарядовых распределений от размеров кластеров и температуры мишени. Известно, что экспериментальная регистрация заряженных частиц существенно проще в техническом смысле по сравнению с регистрацией нейтральных частиц. Часто процессы формирования зарядового состава, т.е. процессы эмиссии заряженных и нейтральных частиц, взаимосвязаны. Поэтому данные по измерениям для заряженных частиц позволяют косвенным образом восстановить данные по нейтральным частицам и тем самым существенно упростить экспериментальную установку.

Список литературы

- [1] Фундаментальные и прикладные аспекты распыления твердых тел. Сб. статей / Под ред. Е.С. Машковой. Пер. с англ. М.: Мир, 1989. 399 с.
- [2] Andersen H.H. // K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd. 1993. Vol. 43. P. 127–153.
- [3] Urbassek H.M., Hofer W.O. // K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd. 1993. Vol. 43. P. 97–126.
- [4] Баранов И.А., Мартыненко Ю.В., Целевич С.О., Явлинский Ю.Н. // УФН. 1988. Т. 156. С. 478–513.
- [5] Betz G., Wien K. // Intern. J. Mass Spectrometry and Ion Proc. 1994. Vol. 140. P. 1–110.
- [6] Sigmund P. // Phys. Rev. 1969. Vol. 184. P. 383–416.
- [7] Wucher A., Garrison B.Y. // J. Chem Phys. 1996. Vol. 105. P. 5999–6007.
- [8] Colla Th.J., Urbassek H.M., Wucher A. et al. // Nucl. Instrum. Meth. 1998. Vol. 143. P. 284–297.
- [9] Yu M.L. // Topics of Appl. Phys. Sputtering by Particle Bombardment III / Ed. R. Behrisch, K. Wittmaack. Springer Verlag, 1991. P. 91–160.
- [10] Wahl W., Wucher A. // Nucl. Instrum. Meth. 1994. Vol. 94. P. 36–42.
- [11] Ferleger V.Kh., Medvedeva M.B., Wojciechowski I.A. // Nucl. Instrum. Meth. 1997. Vol. B 125. P. 214–217.
- [12] Мамвеев В.И., Хабибуллаев П.К. // ДАН. 1998. Т. 362. № 2. С. 191–193.
- [13] Мамвеев В.И., Белых С.Ф., Вережкин И.В. // ЖТФ. 1999. Т. 69. С. 64–68.
- [14] Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966. 564 с.
- [15] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Ч. 1. М.: Наука, 1964. 567 с.
- [16] Куммель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978. 792 с.
- [17] Belykh S.P., Rasulov U.Kh., Samartsev A.V., Veryovkin I.V. // Nucl. Instrum. Meth. 1998. Vol. B 136–138. P. 773–778.
- [18] Belykh S.F., Rasulov U.Kh., Samartsev A.V. et al. // Mikrochimica Acta. Suppl. 1998. Vol. 15. P. 379–384.
- [19] Wucher A., Wahl W. // Nucl. Instrum. Meth. 1996. Vol. B115. P. 581–589.
- [20] Belykh S.F., Habets B., Rasulov U.Kh. et al. // Abstract Book of SIMS Europe. Muenster (Germany), 1998. P. 5.