

02;05;10;11;12

Распределения кластеров по зарядам и размерам при ионном распылении металла

© В.И. Матвеев

Поморский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
163006 Архангельск, Россия
e-mail: matveev.victor@pomorsu.ru

(Поступило в Редакцию 24 сентября 2001 г.)

Развита описание распыления металла в виде нейтральных и заряженных больших кластеров с числом атомов $N \geq 5$ при ионной бомбардировке, основанное на простых физических предположениях и находящееся в согласии с экспериментом. Результаты представлены в виде простых формул. В качестве примера проведены расчеты относительных масс-спектров нейтральных и однозарядных кластеров при ионном распылении тантала, а также коэффициентов ионизации кластеров серебра.

Введение

Исследованиям явления ионного распыления твердых тел уделяются значительные усилия (см., например, обзоры [1–5] и приведенные там ссылки). По механизму передачи энергии от бомбардирующего иона атомам мишени, вообще говоря, различают упругое и неупругое распыление [1,4] твердых тел. В режиме неупругого распыления, который, как правило, реализуется [4] при взаимодействии быстрых (движущихся со скоростью $\sim 10^9$ см/с⁻¹) ионов и многозарядных ионов с поверхностью, потери энергии иона происходят за счет возбуждений электронной подсистемы твердого тела с последующей передачей энергии электронным возбуждениям атомам твердого тела. В режиме упругого распыления, реализующегося [1,4], как правило, при бомбардировке ионами небольших зарядов с энергиями от нескольких единиц до нескольких десятков килоэлектрон-вольт, передача энергии от налетающего иона к атомам мишени происходит непосредственно, при (упругих) столкновениях иона с атомами мишени, с последующим перераспределением энергии при развитии каскада столкновений. Мы будем рассматривать явление распыления именно в упругом режиме. Последовательные расчеты и полное теоретическое описание процессов распыления крайне затруднены прежде всего существенно многочастичным характером задачи как на стадии внедрения ионов в твердое тело, как и на стадии формирования продуктов распыления, которые состоят не только из одиночных атомов мишени, но и из многоатомных частиц — кластеров [6–8]. Расчеты же „из первых принципов“ методами молекулярной динамики [1] (см. также [9–12]) сложны в техническом отношении, особенно с ростом числа атомов в кластере, и труднопроизводимы другими, кроме авторов расчетов, исследователями. Трудности значительно возрастают при включении в схему молекулярной динамики процессов формирования зарядового состава продуктов распыления. Исследованиями формирования зарядового состава одноатомных распыленных либо рассеянных

поверхностью металла частиц посвящено значительное число работ, как экспериментальных так и теоретических (см., например, [5, с. 137–236]). Механизм же формирования зарядового состава полиатомных частиц значительно менее исследован [13–16] теоретически и экспериментально.

В настоящей работе развито описание распыления металла в виде больших (с числом атомов $N \geq 5$) нейтральных и заряженных кластеров под действием ионной бомбардировки, основанное на простых физических предположениях и находящееся в согласии с экспериментом. Наше рассмотрение использует работы [17–20], однако наш окончательный результат представлен в виде простой формулы для вероятности вылета кластера, его размера, зарядового состояния и содержит зависимость от температуры мишени. Предлагаемый подход принципиально неприменим к распылению в виде одиночных атомов или малых кластеров. А из сравнения с экспериментом может быть сделан вывод (см. также [17,21]) о применимости подхода, начиная с конкретного числа атомов в кластере ($N \geq 5$).

Расчет вероятности

Будем считать твердое тело образованным из атомов, каждый из которых находится в осцилляторной яме глубиной Δ и имеет собственную частоту ω . Характерный период колебаний $T = 2\pi/\omega$. Пусть скорость падающего иона такова, что за время $\tau \ll T$ ион и быстрые атомы отдачи при движении в металле претерпевают большое число столкновений, в результате которых атомы металла получают некоторые импульсы \mathbf{q}_i , где i — номер атома. Неравенство $\tau \ll T$ позволяет сформулировать это иначе: результат пролета иона сквозь систему осцилляторов сводится к мгновенной и одновременной передаче осцилляторам импульсов \mathbf{q}_i , ($i = 1, 2, \dots, N$), где N — число осцилляторов. Далее мы будем считать все \mathbf{q}_i , $i = (1, 2, \dots, N)$, независимыми, а все направления — равновероятными. Целью же расчета является вероятность обнаружить систему из N осцилляторов

(которым мгновенно переданы импульсы \mathbf{q}_i), в конечных связанных состояниях с центром масс, движущимся с импульсом \mathbf{k} . Именно при выполнении последнего условия система из N осцилляторов будет двигаться как целое с импульсом \mathbf{k} . Для расчета вероятности таких событий, соответствующих коррелированному отрыву блока атомов, проще всего воспользоваться аппаратом квантовой механики. Будем придерживаться модели Эйнштейна и заменим блок из N атомов на систему из N независимых одинаковых осцилляторов с собственной частотой ω .

Соответствующая волновая функция имеет вид

$$\Psi_i = \Phi(\mathbf{R})\phi_1(\mathbf{r}_1)\phi_2(\mathbf{r}_2) \dots \phi_N(\mathbf{r}_N), \quad (1)$$

где $\Phi(\mathbf{R})$ — волновая функция центра масс блока из N атомов, \mathbf{R} — координаты центра масс, ϕ_i — волновая функция осциллятора с номером i и координатами \mathbf{r}_i .

Теперь переформируем: результат пролета иона сквозь систему осцилляторов сводится к мгновенной и одновременной передаче импульса \mathbf{q}_i каждому осциллятору ($i = 1, 2, \dots, N$; N — число осцилляторов), а центру масс — импульса $\sum_{i=1}^N \mathbf{q}_i$. Это, очевидно, преобразует волновую функцию (1) к виду

$$\begin{aligned} & \exp\left(\frac{i}{\hbar} \sum_{i=1}^N \mathbf{q}_i \mathbf{R}\right) \Phi(\mathbf{R}) \exp\left(\frac{i}{\hbar} \mathbf{q}_1 \mathbf{r}_1\right) \phi_1(\mathbf{r}_1) \\ & \times \exp\left(\frac{i}{\hbar} \mathbf{q}_2 \mathbf{r}_2\right) \phi_2(\mathbf{r}_2) \times \dots \times \exp\left(\frac{i}{\hbar} \mathbf{q}_N \mathbf{r}_N\right) \phi_N(\mathbf{r}_N). \end{aligned} \quad (2)$$

Будем считать, что до получения импульсов \mathbf{q}_i все осцилляторы находились в основных состояниях, т. е.

$$\phi_1 = \phi_2 = \dots = \phi_N \equiv \phi_0, \quad \Phi \equiv \Phi_0.$$

Поэтому амплитуда вероятности обнаружить произвольное конечное состояние

$$\Psi_f = \Phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{R})\phi_{n_1}(\mathbf{r}_1)\phi_{n_2}(\mathbf{r}_2) \dots \phi_{n_N}(\mathbf{r}_N)$$

с центром масс в состоянии $\Phi_{\mathbf{k}}$ непрерывного спектра с импульсом \mathbf{k} определяется проекцией состояний Ψ_f на состояния (2). Квадрат модуля амплитуды после суммирования по квантовым числам осцилляторов n_i (с условием $n = \sum_{i=1}^N n_i$, где n имеет смысл главного квантового числа системы из N осцилляторов) равен

$$\begin{aligned} W_{\mathbf{k}}^{(n)} &= \frac{1}{n!} \left[\frac{1}{2\hbar^2\alpha^2} \sum_{i=1}^N q_i^2 \right]^n \exp\left\{ -\frac{1}{2\hbar^2\alpha^2} \sum_{i=1}^N q_i^2 \right\} \\ & \times \left| \left\langle \Phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{R}) \left| \exp\left(\frac{i}{\hbar} \sum_{i=1}^N \mathbf{q}_i \mathbf{R}\right) \right| \Phi_0(\mathbf{R}) \right\rangle \right|^2, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\alpha^2 = m\omega/\hbar$, m — масса осциллятора (атома).

Для вычисления квадрата матричного элемента (3) и суммирования использованы результаты Ферми [22, статья № 74] (см. также [17–19,23]). Это и есть вероятность вылета кластера из N атомов как целого с импульсом \mathbf{k} и в состоянии возбуждения n . Нас интересует вылет стабильных кластеров, поэтому следует просуммировать $W_{\mathbf{k}}^{(n)}$ по всем состояниям колебательного возбуждения n , меньших некоторого n_0 , когда энергии, запасенной в возбужденных осцилляторах, хватит на развал кластера. Для этого достаточно считать, что $n_0 \approx \Delta/\hbar\omega$, когда энергии колебаний всех осцилляторов хватает на выброс одного атома из ямы глубиной Δ . Таким образом, необходимо вычислить

$$W_{\mathbf{k}} = \sum_{n=0}^{n_0} W_{\mathbf{k}}^{(n)},$$

где $n_0 \gg 1$, поэтому сумму берем так:

$$\begin{aligned} f(x) &= e^{-x} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{1}{n!} x^n \approx e^{-x} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} x^n \exp\left\{ -\frac{n}{n_0} \right\} \\ &= \exp\left\{ x \cdot \left[\exp\left(-\frac{1}{n_0}\right) - 1 \right] \right\} \approx \exp\left\{ -\frac{x}{n_0} \right\}. \end{aligned}$$

Поэтому

$$\begin{aligned} W_{\mathbf{k}} &= \exp\left(-\frac{1}{n_0} \frac{1}{2\hbar^2\alpha^2} \sum_{i=1}^N q_i^2\right) \\ & \times \left| \left\langle \Phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{R}) \left| \exp\left(\frac{i}{\hbar} \sum_{i=1}^N \mathbf{q}_i \mathbf{R}\right) \right| \Phi_0(\mathbf{R}) \right\rangle \right|^2. \end{aligned}$$

Далее, полная вероятность W_N обнаружить центр масс блока из N атомов в непрерывном спектре может быть получена интегрированием $W_{\mathbf{k}}$ по всем возможным \mathbf{k} , однако удобнее получить эту вероятность путем суммирования по всем связанным состояниям $\Phi_n(\mathbf{R})$ центра масс с последующим вычитанием из единицы. Воспользовавшись предыдущим приемом суммирования, получаем

$$\begin{aligned} & \sum_{n=1}^{k_0} \left| \left\langle \Phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{R}) \left| \exp\left(\frac{i}{\hbar} \sum_{i=1}^N \mathbf{q}_i \mathbf{R}\right) \right| \Phi_0(\mathbf{R}) \right\rangle \right|^2 \\ &= \exp\left(-\frac{1}{k_0} \frac{1}{2\hbar^2\alpha^2} \left(\sum_{i=1}^N \mathbf{q}_i\right)^2\right), \end{aligned}$$

где суммирование проводилось от значений $n = 0$ до некоторого $n = k_0$ (получение которого мы опишем ниже) и введено обозначение $\beta^2 = mN\Omega/\hbar$, где Ω — частота колебаний центра масс.

В результате

$$\begin{aligned} W_N &= \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{k_0} \frac{1}{2\hbar^2\alpha^2} \left(\sum_{i=1}^N \mathbf{q}_i\right)^2\right) \right] \\ & \times \exp\left(-\frac{1}{n_0} \frac{1}{2\hbar^2\alpha^2} \sum_{i=1}^N q_i^2\right). \end{aligned} \quad (4)$$

Опишем процедуру получения k_0 . Считаем, что центр масс блока из N атомов совершает гармонические колебания с частотой Ω в потенциальной яме глубиной U_N , которую мы будем называть энергией связи кластера с металлом. 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. Тогда [17–20] $U_N = \sigma S_N = \delta N^{2/3}$. Таким образом, мы различаем Δ — глубину потенциальной ямы, в которой находится каждый атом твердого тела, и δ — долю поверхностной энергии связи кластера с остальным металлом, отнесенную к одному атому в составе кластера. Очевидно, что в формуле (4) $k_0 = U_N/(\hbar\Omega)$.

Далее следует усреднить вероятность (4) по всем возможным значениям \mathbf{q}_i , $i = (1, 2, \dots, N)$. Сделаем естественное предположение относительно распределения значений \mathbf{q}_i : считаем все \mathbf{q}_i независимыми, а направления \mathbf{q}_i равновероятными и возьмем среднее по $\Omega_{\mathbf{q}_i}$ — углам векторов \mathbf{q}_i

$$\bar{W}_N = \frac{1}{(4\pi)^N} \int \int \dots \int d\Omega_{\mathbf{q}_1} d\Omega_{\mathbf{q}_2} \dots d\Omega_{\mathbf{q}_N} W_N. \quad (5)$$

Поскольку в отличие от [17–20] входящие в эту формулу интегралы не факторизуются, для вычисления этого среднего воспользуемся следующим представлением:

$$\begin{aligned} \exp\left(-\rho\left(\sum_{i=1}^N \mathbf{q}_i\right)^2\right) &= \int d^3p \delta\left(\sum_{i=1}^N \mathbf{q}_i - \mathbf{p}\right) \exp(-\rho p^2) \\ &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3p \int d^3r \exp\left(-i\left(\sum_{i=1}^N \mathbf{q}_i - \mathbf{p}\right)\mathbf{r}\right) \\ &\times \exp(-\rho p^2) = \frac{1}{(2\pi)^3} \left(\sqrt{\frac{\pi}{\rho}}\right)^3 \int d^3r \\ &\times \exp\left(-i\left(\sum_{i=1}^N \mathbf{q}_i\right)\mathbf{r}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{4\rho}\right). \end{aligned}$$

Введено обозначение $\rho = 1/(k_0 2\beta^2) = 1/(2mNU_N) = 1/[N^{5/3}(k_{01})^2]$, где $k_{01} = (2m\delta)^{1/2}$. Легко найти, что $(4\pi)^{-1} \int d\Omega_{\mathbf{q}_i} \exp(-i\mathbf{q}_i\mathbf{r}) = (qr)^{-1} \sin(qr)$, В результате среднее (5) примет вид

$$\begin{aligned} \bar{W}_N &= \exp\left(-\frac{1}{n_0} \frac{1}{2\hbar^2\alpha^2} \sum_{i=1}^N q_i^2\right) \left[1 - \frac{1}{2\sqrt{\pi}} (\rho)^{-3/2}\right. \\ &\times \left.\int_0^\infty r^2 dr \exp\left(-\frac{r^2}{4\rho}\right) \left(\frac{1}{qr} \sin(qr)\right)^N\right]. \quad (6) \end{aligned}$$

Входящий в эту формулу интеграл легко вычисляется, если воспользоваться формулой

$$\left(\frac{1}{x} \sin x\right)^N \approx \exp\left(-\frac{Nx^2}{6}\right),$$

справедливой при $N \gg 1$ и которую легко получить, если учесть, что функция

$$f(x) = \left(\frac{1}{x} \sin x\right)^N$$

удовлетворяет при $N \gg 1$ дифференциальному уравнению

$$\frac{d}{dx} f(x) \approx -N \frac{x}{3} f(x).$$

Действительно,

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \left(\left(\frac{1}{x} \sin x\right)^N\right) &= N \left(\frac{1}{x} \sin x\right)^{N-1} \left(\frac{\cos x}{x} - \frac{\sin x}{x^2}\right) \\ &\approx N \left(\frac{1}{x} \sin x\right)^{N-1} \left(-\frac{x}{3}\right) \approx -N \frac{x}{3} \left(\frac{1}{x} \sin x\right)^N. \end{aligned}$$

Поэтому входящий в (6) интеграл вычисляется элементарно. В результате среднее (5) примет вид

$$\begin{aligned} \bar{W}_N &= \left[1 - \frac{1}{(1 + Nq^2\rho 2/3)^{3/2}}\right] \\ &\times \exp\left(-\frac{1}{n_0} \frac{1}{2\hbar^2\alpha^2} \sum_{i=1}^N q_i^2\right). \quad (7) \end{aligned}$$

Далее, как и в [17–20], для простоты будем считать, что, хотя все \mathbf{q}_i направлены совершенно хаотично, по длине все одинаковы, т.е. $|\mathbf{q}_i| = q$, для всех $i = 1, 2, \dots, N$. В итоге вероятность примет вид

$$\bar{W}_N = \left[1 - \frac{1}{(1 + N^{-2/3} \frac{2}{3} \frac{q^2}{(k_{01})^2})}\right] \exp\left(-N \frac{\delta}{\Delta} \frac{q^2}{(k_{01})^2}\right). \quad (8)$$

где $k_{01} = (2m\delta)^{1/2}$.

Зарядовые характеристики

Таким образом, мы вычислили вероятность отрыва кластера как целого (блока) без перемены мест атомов относительно друг друга. Процесс формирования зарядового состава является составной частью механизма распыления. Наше дальнейшее рассмотрение существенно использует положение, согласно которому большие кластеры вылетают как целое в виде блока атомов. Именно последнее позволяет определить зарядовое состояние блока из N атомов. Для этого, как и при статистическом выводе [24] 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. Тогда, согласно [20], $P_N(Q)$ вероятность N -атомному кластеру иметь после вылета заряд Qe

(e — заряд электрона) определяется исходя из стандартной формулы для вероятности флуктуаций

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

$$\overline{(\Delta Q_N)^2} = \frac{3^{1/2}}{\pi^{4/3}} \frac{m_e \Theta}{\hbar^2} \left(\frac{V}{N} \right)^{2/3} \gamma^{1/3} N, \quad (9)$$

где нормирующий множитель D_N определяется путем суммирования по всем возможным значениям $Q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$; m_e — масса электрона зоны проводимости; V — объем кластера; Θ — температура мишени; γ — валентность атомов металла; $\overline{(\Delta Q_N)^2}$ — средний квадрат отклонений заряда кластера от равновесного значения был определен через ΔN_e^2 — средний квадрат отклонений числа электронов от равновесного значения в кластере так: $\overline{(\Delta Q_N)^2} = e^2 \overline{\Delta N_e^2}$.

Таким образом, для получения вероятности вылета кластера с числом атомов N и зарядом Qe необходимо умножить вероятность \overline{W}_N из (8) на $P_N(Q)$. В результате получаем окончательное выражение для вероятности отрыва кластера из N атомов и имеющего заряд Qe

$$\overline{W}_N^Q = \left[1 - \frac{1}{\left(1 + N^{-2/3} \frac{2}{3} \frac{q^2}{(k_{01})^2} \right)^{3/2}} \right] \exp \left(-N \frac{\delta}{\Delta} \frac{q^2}{(k_{01})^2} \right) \times \frac{1}{D_N} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \frac{Q^2}{(\Delta Q_N)^2} \right\}. \quad (10)$$

Сравнение с экспериментом

В эксперименте обычно измеряют относительные вероятности Y_N^Q выхода кластеров с различным числом атомов. Поэтому для сравнения с экспериментом веро-

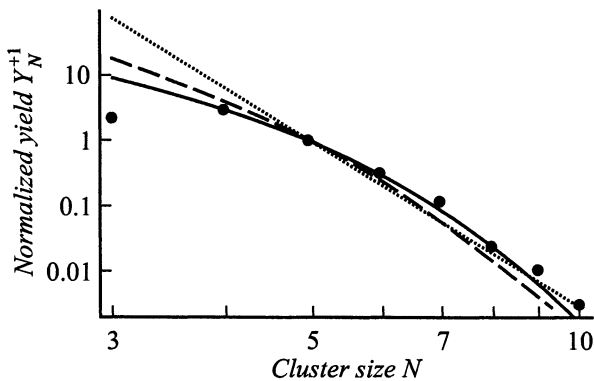


Рис. 1. Относительный выход Y_N^{+1} однозарядных кластеров в зависимости от числа атомов в их составе. Сплошная кривая — расчет при значении варьируемого параметра $q = 500$ u (атомные единицы: $\hbar = m_e = e = 1$); • — эксперимент [25]; штриховая кривая — расчетный масс-спектр нейтральных кластеров ($q = 500$ u) для той же температуры мишени; пунктир — степенной закон [6], нормированный на пятый кластер, т.е. значения функции $N^{-8.5}/5^{-8.5}$.

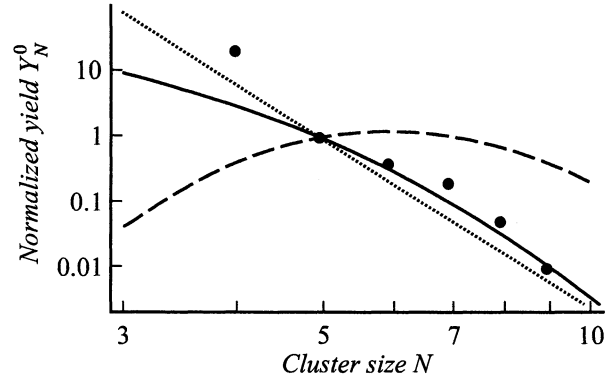


Рис. 2. Относительный выход Y_N^0 нейтральных кластеров в зависимости от числа атомов в их составе. Сплошная кривая — расчетные значения ($q = 450$ u); • — эксперимент [6]; штриховая кривая — расчетный масс-спектр однозарядных кластеров ($q = 450$ u) для той же температуры мишени; пунктир — то же, что и на рис. 1.

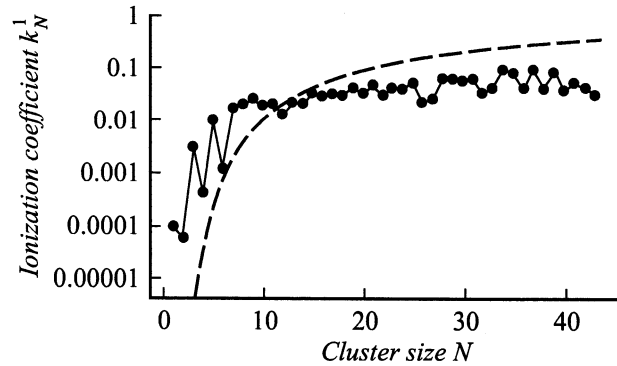


Рис. 3. Зависимость коэффициентов однократной ионизации k_N^{+1} от числа атомов в кластерах Ag. Штриховая кривая — наш расчет ($\delta = \Delta = 2.96$ eV, $q = 150$ u); • — эксперимент [8].

ятность (10) 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. Таким образом, по определению $Y_N^Q = \overline{W}_N^Q / \overline{W}_{N=5}^Q$. Далее, при необходимости можно перейти к любым удобным произвольным единицам. На рис. 1 и 2 приведены относительные выходы однозарядных и нейтральных кластеров Ta_N в зависимости от числа атомов в их составе N при бомбардировке мишени из тантала однозарядными ионами Au^{-1} при энергии 6 keV и ионами Ag^{+1} при энергии 5 keV, при температуре мишени $\Theta = 2273$ и 300 K соответственно. Для сравнения приведен также степенной закон [6], нормированный на пятый кластер, т.е. значения функции $N^{-8.5}/5^{-8.5}$ для тантала. При расчетах с целью ограничения числа подгоночных параметров считалось, что $\delta = \Delta = 8.1$ eV (энергия сублимации [26]), так что единственным варьируемым параметром в (10) остается импульс q . Необходимо отметить, что масс-спектры нейтральных кластеров слабо зависят от температуры ми-

шени, тогда как масс-спектры однозарядных кластеров существенно зависят от температуры мишени (см. также эксперимент [16]), однако с ростом температуры они приближаются к масс-спектрам нейтральных кластеров. В качестве характеристики зарядового состава обычно используют коэффициент ионизации, равный отношению числа кластеров имеющих заряд Q к числу нейтральных кластеров (при заданном размере кластера N), который будем определять так

$$\kappa_N^Q = \frac{\overline{W}_N^Q}{\overline{W}_N^{Q=0}}. \quad (11)$$

На рис. 3 показана зависимость коэффициента ионизации κ_N^{+1} кластеров серебра от размера кластера N при температуре мишени $\Theta = 400$ К. Важной особенностью поведения является тенденция к насыщению (при $N > 5$) с ростом размера кластеров, так что дальнейшие изменения с ростом N незначительны. Качественно такое же поведение отмечалось в экспериментах [8,13].

Автор благодарен за финансовую поддержку работы в форме гранта Министерства образования Российской Федерации по фундаментальным исследованиям в области естественных наук.

Список литературы

- [1] Фундаментальные и прикладные аспекты распыления твердых тел. Сб. статей. Составитель Е.С. Машкова М.: Мир, 1989. 399 с.
- [2] Andersen H.H., K. Dan // Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd. 1993. Vol. 43. P. 127.
- [3] Urbassek H.M., Hofer W.O., K. Dan // Ibid.
- [4] Баранов И.А., Мартыненко Ю.В., Цепелевич С.О., Явлинский Ю.Н. // УФН. 1988. Т. 156. С. 478.
- [5] Распыление под действием бомбардировки частицами / Под ред. Р. Бериша, К. Витмака. Вып. 3. М.: Мир, 1998. 551 с.
- [6] Wucher A., Wahl W. // Nucl. Instrum. Meth. 1996. Vol. B 115. P. 581.
- [7] Coon S.R., Calaway W.F., Pellin M.Y. // Nucl. Instrum. Meth. 1994. Vol. B90. P. 518.
- [8] Staudt C., Heinrich R., Wucher A. // Nucl. Instrum. Meth. 2000. Vol. B 164–165. P. 677.
- [9] Wucher A., Garrison B.Y. // J. Chem. Phys. 1996. Vol. 105. P. 5999.
- [10] Brunelle A., Della-Negra S., Deprun C. et al. // Intern. J. Mass. Spectr. and Ion. Proc. 1997. Vol. 164. P. 193.
- [11] Colla Th.J., Urbassek H.M., Wucher A. et al. // Nucl. Instrum. Meth. 1998. Vol. B 143. P. 284.
- [12] Kissel R., Urbassek H.M. // Nucl. Instrum. Meth. 2001. Vol. B 180. P. 293.
- [13] Wahl W., Wucher A. // Nucl. Instrum. Meth. 1994. Vol. B 94. P. 36.
- [14] Ferleger V.Kh., Medvedeva M.B., Wojciechowski I.A. // Nucl. Instrum. Meth. 1997. Vol. B 125. P. 214.
- [15] Wojciechowski I.A., Bertrand P., Medvedeva M.V., Ferleger V.Kh. // Nucl. Instrum. Meth. 2001. Vol. B 179. P. 32.

- [16] Staudt C., Heinrich R., Mazarov P. et al. // Nucl. Instrum. Meth. 2000. Vol. B 164–165. P. 715.
- [17] Мамвеев В.И., Хабибуллаев П.К. // ДАН. 1998. Т. 362. С. 191.
- [18] Мамвеев В.И., Белых С.Ф., Веревкин И.В. // ЖТФ. 1999. Т. 69. С. 64.
- [19] Belykh S.G., Matveev V.I., Veryovkin I.V. et al. // Nucl. Instrum. Meth. 1999. Vol. B 155. P. 409.
- [20] Мамвеев В.И. // ЖТФ. 2000. Т. 70. С. 108.
- [21] Мамвеев В.И. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. С. 14.
- [22] Ферми Э. Научные труды. Т. 1. М.: Наука, 1971. 818 с.
- [23] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.: Наука, 1989. 768 с.
- [24] Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966. 564 с.
- [25] Belykh S.G., Rasulev U.Kh., Samartsev A.V. et al. // Nucl. Instrum. Meth. 1998. Vol. B 136–138. P. 773.
- [26] Куммель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978. 792 с.