

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 5

Разрушение конструкционных материалов ионной бомбардировкой. Расчет каскадного коэффициента распыления

Цель работы: Целью работы является изучение взаимодействия высокотемпературной плазмы с конструкционными материалами электрофизических установок. Ознакомление с физикой и элементарной теорией механизмов распыления металлов ионной бомбардировкой.

Методика измерения коэффициента распыления

Для экспериментального измерения коэффициента распыления исследуемый образец облучается, при контролируемых условиях такой дозой, чтобы число распыленных атомов в мишени могло быть зарегистрировано с нужной точностью.

Измерение числа распыленных атомов производится различными способами. Во-первых, по самой мишени, которая исследуется до и после облучения; во-вторых, по осадку распыленных атомов на каком-либо экране; в-третьих, с помощью непосредственной регистрации самих распыляемых частиц.

Исследование мишени осуществляется следующими методами.

- ✓ Методом взвешивания. Это абсолютный и наиболее, распространенный метод.
- ✓ Методом измерения сопротивлений распыляемых пленок и проволок, которые утоньшаются при распылении.
- ✓ С помощью профилометра, который измеряет высоту ступеньки между распыленной, и нераспыленной (прикрытой) частью поверхности.
- ✓ Методом репера из тяжелых ионов, внедряемых на достаточную глубину. С помощью обратного рассеяния быстрых (1 МэВ) ионов можно измерять глубину, на которой находится репер. В процессе распыления эта глубина уменьшается.

Исследование осадка распыленного вещества сводится к измерению количества этого осадка. Для определения коэффициента, распыления этим методом всегда необходима калибровка, поскольку количество

осадка зависит от геометрии и других условий эксперимента. Осадок распыленного вещества исследуется следующими методами.

- ✓ Фотометрически, по оптической плотности.
- ✓ Методом радиоактивных изотопов.
- ✓ Методом измерения резонансной частоты кварцевого кристалла, на который осаждается распыленное вещество.
- ✓ Методом измерения толщины пленки с помощью обратного рассеяния быстрых ионов.
- ✓ С помощью испарения осадка и последующего исследования испаренных атомов спектроскопическими методами.
- ✓ Методом интерференции на пленке.

Теоретическое введение в физику и элементарную теорию распыления ионной бомбардировкой

Процессы, происходящие при ионном облучении твердого тела

При облучении твердых веществ пучками ускоренных ионов некоторая доля ионов отражается от поверхности, а остальная часть ионов, проникая внутрь твердого тела, замедляется в веществе. При замедлении ионов в веществе их кинетическая энергия растрачивается в упругих соударениях с ядрами неподвижных атомов мишени и путем возбуждения и ионизации электронов, связанных с атомами. Упругие соударения ионов с атомами приводят к тому, что атомы мишени могут быть выбиты из мест своего равновесного положения, образуя внутри вещества поток первично выбитых атомов (ПВА). Первично выбитые атомы в свою очередь могут либо покинуть поверхность твердого тела, либо, упруго сталкиваясь с другими атомами мишени, создавать вторично выбитые атомы. В результате образуется каскад соударений атомов. Атом поверхности оказывается распыленным, если переданный ему в каскаде соударений импульс имеет составляющую вдоль нормали к поверхности, достаточную для преодоления энергии связи атомов на поверхности. Таким образом, часть выбитых атомов в каскаде соударений атомов мишени образует поток распыленных частиц. Число выбитых в каскаде соударений атомов может быть большим, поэтому коэффициент распыления Y , определяемый как среднее число атомов, удаляемых с поверхности мишени одной падающей частицей, может быть также существенно больше единицы.

Процесс, при котором распыленные частицы получают энергию, необходимую для преодоления связи с поверхностью, от первоначальной

частицы в результате атомных столкновений, называется *физическим распылением*.

При облучении поверхности ионами, отличными от ионов инертных газов, обычно происходят химические реакции. Между первичными ионами и атомами твердого тела. Если энергия связи молекул, образовавшихся из первичных ионов и атомов мишени, с поверхностью мала (т. е. образуется летучее соединение) и они могут десорбироваться при данной температуре мишени, то происходит *химическое распыление*.

Частицы, удаляемые из твердого тела при распылении, вылетают, имея некоторое широкое распределение по энергии E под разными углами выхода θ в различных состояниях возбуждения и зарядовых состояниях. Соответственно этому опытные данные по распылению разделяются на три основные категории.

- ✓ Дифференциальная характеристика $d^3Y/dEd\Omega^2$, атом/(ион·эВ·стер), определяющая поток атомов, распыленных в элемент телесного угла $d\Omega^2$ с кинетическими энергиями в интервале от E до $E + dE$.
- ✓ Угловое распределение распыленных атомов $d^2Y/d\Omega^2$, атом/(ион·стер), определяющее поток всех частиц, распыленных в элемент телесного угла $d\Omega^2$.
- ✓ Коэффициент распыления Y , атом/ион, определяющий полный поток распыленных атомов и являющийся интегралом углового распределения $d^2Y/d\Omega^2$ по всем углам вылета распыленных атомов или интегралом дифференциального потока $d^3Y/dEd\Omega^2$ по всем углам и энергиям распыленных атомов

$$Y = \iint \frac{d^2Y}{d\Omega^2} d\Omega^2 = \iiint \frac{d^2Y}{dE d\Omega^2} dE d\Omega^2. \quad (1)$$

Передача энергии в элементарных упругих соударениях

Чтобы покоящийся атом мог покинуть поверхность твердого тела, ему необходимо сообщить кинетическую энергию, превышающую энергию связи атомов на поверхности E_c , близкую по значению к энергии сублимации. Эту энергию при ионном облучении атомы поверхности получают в процессе парных упругих соударений либо с бомбардирующими ионами, либо с атомами, выбитыми в каскаде

соударений. Кинематика элементарного акта столкновения атома с массой M_1 обладающего кинетической энергией E_1 , с неподвижным атомом с массой M_2 показана на рис. 5.1. В результате соударения налетающий атом рассеивается на угол θ_1 , а атом отдачи — на угол θ_2 .

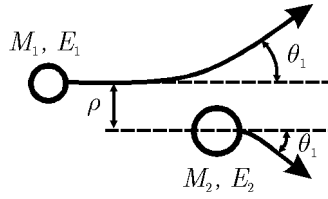


Рис. 5.1

Энергия, приобретаемая атомом отдачи, определяется законами сохранения энергии и импульса в упругом соударении:

$$E_2 = E_1 \gamma \cos \theta_2; \quad \gamma = 4M_1 M_2 / (M_1 + M_2)^2. \quad (2)$$

Наибольшую энергию атом отдачи приобретает в лобовых соударениях при $\theta_2 = 0^\circ$, $E_{2\text{max}} = \gamma \cdot E_1$. С увеличением угла отдачи переданная энергия уменьшается так, что при $\theta_2 \rightarrow 90^\circ$, $E_2 \rightarrow 0$.

Последнее происходит тогда, когда налетающий атом проходит около покоящегося атома настолько далеко, что не «задевает» его. Удобно для наглядности представлять атомы твердыми шарами, сумма площадей поперечных сечений которых, зависящая в общем случае от E_1 равна $\sigma(E_1)$. Тогда число актов передачи энергии атомам, распределенным в слое вещества dx с плотностью n_0 , равна произведению $n_0 \cdot dx \cdot \sigma(E_1)$. Величина $\sigma(E_1)$ называется полным сечением соударения и может быть представлена интегралом дифференциального сечения передачи энергии $\sigma(E_1, E_2)$, определяющего соответственно число актов передачи энергии покоящимся атомам в интервале от E_2 до $E_2 + dE_2$:

$$\sigma(E_1) = \int_0^{\gamma E_1} \frac{d\sigma(E_1, E_2)}{dE_2} dE_2. \quad (3)$$

Для модели твердых упругих шаров передача энергии в интервале от 0 до $\gamma \cdot E_1$ равномерна.

$$\frac{d\sigma(E_1, E_2)}{dE_2} = \text{const} = \frac{\sigma(E_1)}{\gamma \cdot E_1}. \quad (4)$$

Реальное упругое взаимодействие атомов обусловлено кулоновским отталкиванием атомных ядер, в большей или меньшей степени экранированных электронами атомных оболочек. При больших энергиях ионов, когда экранированием ядер электронами можно пренебречь,

$$\frac{d\sigma(E_1, E_2)}{dE_2} = \pi \frac{M_1}{M_2} \frac{Z_1^2 \cdot Z_2^2 \cdot e^4}{E_1 \cdot E_2^2}; \quad 0 \leq E_2 \leq \gamma \cdot E_1 \quad (5)$$

где $Z_1 \cdot e$ и $Z_2 \cdot e$ — заряды ядер.

Для этого сечения характерна доминирующая роль столкновений с малой переданной энергией $E_2 \ll \gamma \cdot E_1$. Формула (5) верна, когда безразмерная энергия $\varepsilon_2 = E_1/E_L \gg 1$, где

$$E_L = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{a} \frac{M_1 + M_2}{M_2}; \quad (6)$$

$$a = 0,88a_B \left(\sqrt{Z_1} + \sqrt{Z_2} \right)^{-2/3}; \quad a_B = 0,0529 \text{ нм}.$$

При низких энергиях ($\varepsilon \leq 1$) дифференциальное сечение передачи энергии E_2 хорошо аппроксимируется выражением

$$\frac{d\sigma(E_1, E_2)}{dE_2} = \frac{c_m}{E_1^m E_2^{1+m}} \quad (7)$$

где при $\varepsilon \gg 1$, $m = 1$; при $\varepsilon \ll 1$, $m = 0$. При $m = 0$ константа $c_0 = 12a_{\text{БМ}}$, где $a_{\text{БМ}} = 0,0196 \text{ нм}$ - постоянная экранирования. Знание дифференциального сечения передачи энергии $d\sigma(E_1, E_2)$ позволяет найти удельные потери энергии при упругих соударениях вдоль траектории замедляющейся частицы dE/dx , т. е. определить энергию, теряемую первичной частицей на единицу длины пробега. Если атомы мишени, находящиеся в слое dx , приобрели в столкновениях с первичной частицей энергию, среднее значение которой E_2 , то потери энергии первичной частицей составят

$$dE = -n_0 \sigma(E_1) \bar{E}_2, \quad (8)$$

где знак минус означает, что происходит уменьшение энергии иона, а произведение сечения соударения $d\sigma(E_1, E_2)$ на концентрацию атомов n_0 и толщину слоя dx дает полное число соударений иона с атомами мишени в слое dx . Среднее значение \bar{E}_2 вычисляется по стандартной формуле:

$$\bar{E}_2 = \frac{\int_0^{\gamma E_1} E_2 d\sigma(E_1, E_2)}{\int_0^{\gamma E_1} d\sigma(E_1, E_2)} = \frac{1}{\sigma(E_1)} \int_0^{\gamma E_1} E_2 d\sigma(E_1, E_2) \quad (9)$$

таким образом:

$$dE/dx = -n_0 S_n(E_1),$$

где

$$S_n(E_1) = \int_0^{\gamma E_1} E_2 d\sigma(E_1, E_2). \quad (10)$$

Величина $S_n(E_1)$ называется *сечением упругого торможения* и определяется так же, как и сечение передачи энергии $d\sigma(E_1, E_2)$, величиной безразмерной энергии $\varepsilon = E_1/E_L$ формула (6). Приведенное сечение упругого торможения

$$S_n(\varepsilon) = S_n(E_1) \left[4\pi a Z_1 Z_2 e^2 \frac{M_1}{M_1 + M_2} \right]^{-1} \quad (11)$$

оказывается универсальной функцией для любых пар ионов и атомов. В диапазоне изменения безразмерной энергии $0,05 < \varepsilon < 10$ простой аналитической аппроксимацией $S_n(\varepsilon)$ является следующее выражение:

$$S_n(\varepsilon) = \frac{0,45\sqrt{\varepsilon}}{\varepsilon + 0,3} \quad (12)$$

Величина $S_n(E_1)$ определяет энергию, запасенную первично выбитыми атомами в поверхностном слое dx . Часть этой энергии в результате

развития каскада соударений сообщается атомам, испускаемым поверхностью, т. е. распыленным атомам. Передача энергии таким атомам происходит в основном уже при небольших энергиях атомов каскада соударений. Поэтому дифференциальное сечение упругого торможения распыленных атомов определяется формулой (7) при $m = 0$:

$$S_n(E_2) = c_0 S_n(E_1) \quad (13)$$

Каскад атомных столкновений

Пусть пучок ионов, характеризуемых атомным номером Z_1 и массовым числом M_1 , падает на поверхность однокомпонентного твердого тела (Z_2, M_2) под углом θ_1 отсчитываемом от нормали к поверхности и плотностью потока ионов в пучке Φ , ион/(см²·с). Плотность потока ионов, пересекающих поверхность мишени, составляет $\Phi \cos \theta_1$. Скорость образования первично выбитых атомов отдачи (ПВА) $\rho(E_2)$ с энергиями, лежащими в интервале от E_2 до $E_2 + dE_2$, определяется произведением дифференциального сечения передачи энергии $d\sigma(E_1, E_2)$, концентрации атомов в веществе n_0 и плотности потока Φ :

$$\rho(E_2) = n_0 \Phi \frac{d\sigma(E_1, E_2)}{dE_2} \quad (14)$$

Если первично выбитые атомы не покидают поверхность сразу, то каждый из них вызывает каскад соударений, схематично показанный на рис. 5.2. Потеря энергии быстрыми частицами в каскаде показана схематично на рис. 5.2 б). На рис. 5.2 д). одна из зависимостей $E'(t)$ сглажена с учетом усреднения зависимостей $E'(t)$ многих атомов, выбитых с одной и той же энергией. Среднее время замедления атома от энергии E до $E - dE$ можно связать с удельными потерями энергии частицей dE/dx соотношением

$$dt = \frac{dE'}{(dE'/dt)} = \frac{dE'}{v' dE'/dt} \quad (15)$$

где v' — скорость частицы при энергии E' .

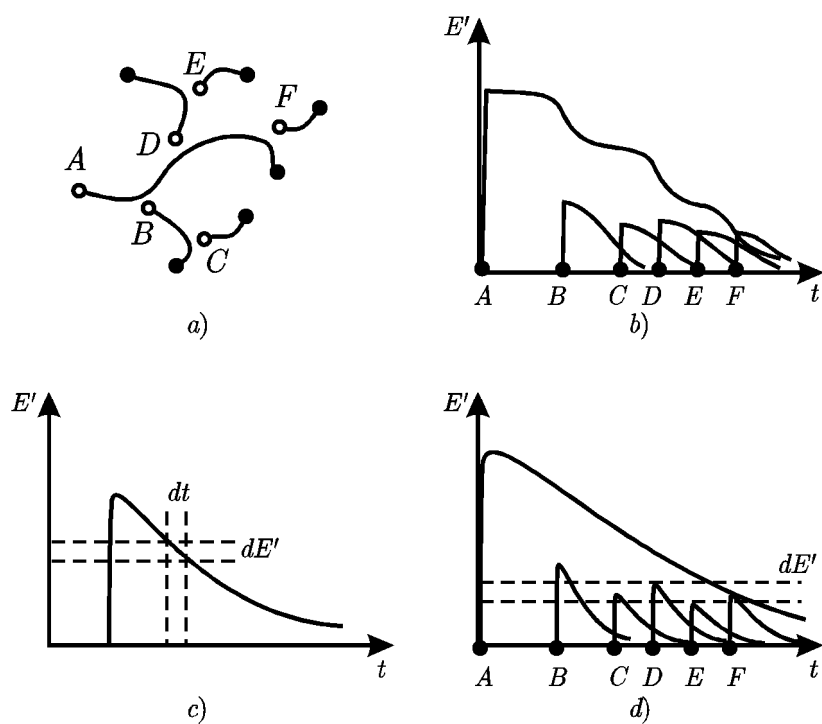


Рис. 5.2

Из усредненных зависимостей $E'(t)$ всего каскада видно, что на произвольно выбранный интервал энергии от E' до $E' - dE'$ приходится определенное число выбитых атомов $\vartheta(E_2, E')$ зависящее от E' . Тогда плотность $\rho(E_2, E')$ атомов каскада с энергиями от E' до $E' - dE'$, образованного первично выбитыми атомами с энергией E_2 , определяется произведением скорости образования таких ПВА $\rho(E_2)$, временем замедления dt при E' и параметром $\vartheta(E_2, E')$, называемым *коэффициентом размножения или каскадной функцией*:

$$\rho(E_2, E') dE' = \rho(E_2) \vartheta(E_2, E') dt \quad (16)$$

или, подставляя выражение для dt (15), получим

$$\rho(E_2, E') dE' = \rho(E_2) \vartheta(E_2, E') \frac{dE'}{v' dE'/dt} \quad (17)$$

Чтобы найти теперь плотность $\rho(E')$ атомов, каскада с энергиями от E' до $E' - dE'$ образованного всеми первично выбитыми атомами отдачи, т. е. ПВА с энергиями от E' до $E_{2\max} = \gamma \cdot dE_1$ необходимо полученное выражение проинтегрировать по всем энергиям E_2 ПВА:

$$\rho(E') = \int_0^{\gamma E_1} \rho(E_2) \vartheta(E_2, E') \frac{dE_2}{v' dE'/dx} \quad (18)$$

Подставляя выражение для $\rho(E_2)$ (14), получим

$$\rho(E') = \frac{n_0 \Phi}{v' dE'/dx} \int_0^{\gamma E_1} \vartheta(E_2, E') \frac{d\sigma}{dE_2} dE_2 \quad (19)$$

Коэффициент размножения $\vartheta(E_2, E')$ обладает следующими свойствами. Если $E_2 < E'$, то такой ПВА в рассматриваемом каскаде участвовать не может, т. е. $\vartheta(E_2, E') = 0$. Если энергия ПВА $E' < E_2 < 2 \cdot E'$, то он не сможет передать другому атому энергию, большую, чем E' поэтому $\vartheta(E_2, E') = 1$.

При $E_2 \gg E'$ имеется два крайних случая. При неблагоприятных условиях ПВА будет передавать всегда меньшую, чем E' , энергию, т. е. $\vartheta(E_2, E') = 1$. При благоприятных условиях может образоваться $\vartheta = E_2/E'$ атомов каскада. Среднее же значение коэффициента размножения составит

$$\vartheta(E_2, E') = \Gamma_m \frac{E_2}{E'} \quad (20)$$

где $\Gamma_m \approx 1/2$.

С учетом полученного для $\vartheta(E_2, E')$ выражения формула (19), используя соотношения (9), (10), принимает вид

$$\rho(E') = \frac{\Phi \Gamma_m}{v' E'} \frac{dE_1/dx}{dE'/dx} \quad (21)$$

Видно, что плотность $\rho(E')$ выбитых атомов с энергиями, лежащими в интервале от E' до $E' + dE'$, пропорциональна удельной потере энергии бомбардирующим ионом dE_1/dx . Именно эта энергия в данном расчете является поглощенной атомами каскада в поверхностном слое dx . Однако можно показать, что *плотность поглощенной энергии* $F'_D(E_1, \theta_1, 0)$ вблизи поверхности $x = 0$ отличается, вообще говоря, от

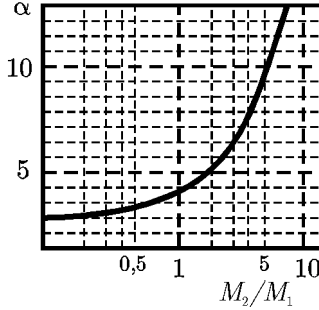


Рис. 5.3

удельной потери энергии бомбардирующим ионом dE_1/dx . Действительно, первично выбитые атомы отдачи, вызывая последующие соударения в каскаде, сами уходят вглубь мишени, перенося тем самым часть удельной потери энергии dE_1/dx бомбардирующих ионов в более глубокие слои. Из-за такого переноса плотность поглощенной в слое dx энергии $F'_D(E_1, \theta_1, 0)$ становится меньше удельной потери энергий dE_1/dx . Более корректный расчет показывает, что плотность поглощенной энергии

$$F'_D(E_1, \theta_1, 0) = \alpha dE_1/dx \quad (22)$$

где α — безразмерный коэффициент, определяемый соотношением масс M_2/M_1 (рис. 5.4). С учетом сказанного выражение (21) принимает следующий вид:

$$\rho(E') = \Phi \frac{\Gamma_m}{v' E'} \frac{F'_D(E_1, \theta_1, 0)}{dE_1/dx} \quad (23)$$

Из области возникновения каскада соударений выбитые атомы отдачи с энергиями от E' до $E' + dE'$ образуют в пространстве приблизительно изотропный поток. Плотность этого потока

$\Phi(E_1, E', \theta')$ через плоскость, нормаль к которой образует угол θ' с направлением распространения каскада, определяется соотношением

$$\Phi(E_1, E', \theta') = v' \rho(E') \cos \theta' / 4\pi \quad (24)$$

или, используя выражение для $\rho(E')$, получим

$$\Phi(E_1, E', \theta') = \Phi \frac{\Gamma_m F'_D(E_1, \theta_1, 0) \cos \theta'}{4\pi E' dE_1/dx} \quad (25)$$

Неопределенной в выражении для потока выбитых в каскаде атомов осталась лишь удельная потеря их энергии dE'/dx . Поскольку число выбитых атомов согласно формуле для коэффициента размножения (20) обратно пропорционально их энергии E' , подавляющее большинство каскадных атомов движутся с малыми энергиями E' , когда безразмерная энергия $\varepsilon \ll 1$. Соответствующее выражение для удельной потери энергии dE'/dx может быть взято в виде (13), полученном для случая соударения атомов равной массы при $\varepsilon \ll 1$

$$\Phi(E_1, E', \theta') = \Phi \frac{\Gamma_m F'_D(E_1, \theta_1, 0) \cos \theta'}{4\pi n_0 c_0 E'^2}. \quad (26)$$

Это выражение является основной дифференциальной характеристикой каскадов атомных соударений, возникающих при ионном облучении твердого тела. Напомним, что $\Phi(E_1, E', \theta')$ определяет число атомов, движущихся с энергиями от E' до $E' + dE'$ и пересекающих в единицу времени произвольную элементарную площадь в направлении, составляющем угол θ' с внешней нормалью к площадке.

Прохождение выбитых атомов через поверхность. Основные характеристики потока распыленных частиц

Чтобы выбитые в каскаде соударений атомы могли пройти через поверхность и составить поток распыленных атомов, их энергия внутри твердого тела E' должна превышать энергию E_c связи атомов на поверхности

$$E' = E + E_c \quad (27)$$

Прохождение потенциального барьера на поверхности зависит от направления движения атомов к поверхности, характеризующегося

углом θ' отсчитываемого от внешней нормали к поверхности: Тангенциальная составляющая скорости атомов $v' \sin \theta'$ при прохождении ими плоского потенциального барьера сохраняет свою величину, т. е.

$$v'^2 \sin^2 \theta' = v^2 \sin^2 \theta. \quad (28)$$

Для нормальной составляющей скорости справедливо следующее соотношение

$$v'^2 \cos^2 \theta' = v^2 \cos^2 \theta + 2 E_c / M_2. \quad (29)$$

Действительно, складывая (28) и (29), получаем выражение для закона сохранения энергий (27). Таким образом, потенциальный поверхностный барьер вызывает преломление траекторий движущихся через поверхность атомов, в результате которого происходит изменение как энергии атомов $E' \rightarrow E$, так и угла их выхода $\theta' \rightarrow \theta$. Чтобы теперь по известной плотности потока атомов $\Phi(E_1)$, формула (26), найти плотность потока атомов, прошедших через поверхность, необходимо сделать стандартное преобразование, отражающее закон сохранения числа частиц:

$$\Phi(E, \theta) = \Phi(E', \theta') \frac{dE' d\Omega'^2}{dE d\Omega^2} \quad (30)$$

Используя выражение (29) и соотношение $d\Omega^2 = \sin \theta d\theta d\varphi$, где φ - азимутальный угол из интервала от 0 до 2π , получим

$$dE'/dE = 1, \quad \frac{d\Omega'^2}{d\Omega^2} = \frac{\cos \theta}{\cos \theta'} \frac{1}{1 + E_c/E} \quad (31)$$

В результате преобразования (30) плотность потока распыленных атомов, т. е. среднее число атомов, испускаемых с единицы поверхности в элемент телесного угла $d\Omega^2$ с энергиями от E до $E + dE$,

$$\Phi(E_1, E', \theta') = \Phi F'_D(E_1, \theta_1, 0) \frac{\Gamma_m}{n_0 c_0} \frac{E}{(E + E_c)^3} \frac{\cos \theta}{4\pi} \quad (32)$$

Поделив полученное выражение на плотность падающего на единицу поверхности потока бомбардирующих ионов $\Phi \cdot \cos \theta_1$, получим выражение для дифференциальной характеристики потока распыленных частиц $d^3Y/dE d\Omega^2$, определяющей среднее число атомов,

распыленных одним падающим ионом в элемент телесного угла $d\Omega^2$ с энергиями от E до $E + dE$:

$$\frac{d^3Y}{dE d\Omega^2} = F_D(E_1, \theta_1, 0) \frac{\Gamma_m \cos \theta}{4\pi n_0 c_0} \frac{E}{(E + E_c)^3} \quad (33)$$

где

$$F_D(E_1, \theta_1, 0) = F'_D(E_1, \theta_1, 0) / \cos \theta_1$$

Подчеркнем следующие закономерности потока распыленных атомов. Плотность поглощенной в поверхностном слое энергии F_D не зависит от угла выхода θ и энергии E распыленных частиц, поэтому является в отношении энергетического и углового распределений постоянным множителем.

Энергетическое распределение распыленных частиц определяется множителем $E / (E + E_c)^3$. Поток распыленных частиц вначале резко возрастает с ростом E , при $E = E_c / 2$ достигает максимума и затем спадает обратно пропорционально квадрату, энергии распыленных атомов E^{-2} .

Угловое распределение распыленных частиц определяется множителем $\cos \theta$. Наибольший выход распыленных частиц имеет место вдоль внешней нормали к поверхности мишени.

Коэффициент распыления определяется интегралом потока по всем энергиям распыленных частиц и всем углам выхода в верхнюю полусферу, т. е. угол выхода θ лежит в интервале от 0 до $\pi/2$, азимутальный угол выхода φ - от 0 до 2π :

$$Y = \int_0^{\gamma E_1} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \frac{d^3Y}{dE d\Omega^2} dE \sin \theta d\theta d\varphi \quad (34)$$

Производя интегрирование, можно получить следующее выражение для коэффициента распыления:

$$Y = \frac{\Gamma_m F_D(E_1, \theta_1, 0)}{4\pi n_0 c_0 E_c} = \Lambda F_D(E_1, \theta_1, 0) \quad (35)$$

где сомножитель Λ зависит от характерных свойств материалов, в частности от энергии связи атомов на поверхности E_c , но не содержит параметров, характеризующих бомбардирующий ион; сомножитель

$F_D(E_1, \theta_1, 0)$ в свою очередь зависит от типа иона, энергии и направления его движения, а из параметров мишени в него входят лишь Z_2, M_2, n_0 . Выражение для коэффициента распыления имеет простой физический смысл. Множитель $1/n_0 \cdot c_0$ есть длина свободного пробега атомов мишени и глубина слоя, из которого может быть передана энергия распыленным атомам. Поглощенная в слое энергия есть произведение плотности поглощенной энергии $F_D(E_1, \theta_1, 0)$ на длину свободного пробега. Число атомов, пришедших в движение с энергией, большей поверхностной энергии связи E_c , есть $\Gamma_m \cdot F_D / n_0 \cdot c_0 \cdot E_c$. Коэффициент $1/4$ учитывает то обстоятельство, что не все пришедшие в движение атомы движутся в направлении внешней нормали к поверхности облучаемой мишени.

Режимы распыления. Расчет коэффициента распыления в режиме линейных каскадов

В предыдущих пунктах подробно рассмотрен каскадный механизм распыления и менее подробно механизм первичного прямого выбивания, когда распыленными оказываются первичные, атомы отдачи (ПВА), т. е. атомы, приобретшие кинетическую энергию в соударениях с бомбардирующими ионами. Поскольку число атомов, выбитых в каскаде соударений, много больше первично выбитых атомов, то вклад последних в общий поток распыленных частиц незначителен. Характеристики потока распыления определяются в основном каскадным механизмом распыления, а соответствующие условия распыления называют режимом линейных каскадов или просто *каскадным режимом распыления*.

Каскад соударений образуется, если отношение энергии первично выбитого атома E_2 к энергии связи атома на поверхности E_c $E_2/E_c \gg 1$. В свою очередь энергия ПВА E_2 определяется, согласно кинематике парных соударений, энергией бомбардирующих ионов E_1 и соотношением масс иона и атома мишени, формула (2). При небольших энергиях ионов E_1 или при облучении мишеней легкими ионами ($M_1 \ll M_2$) может оказаться, что условие образования каскадов

соударений, т. е. $E_2 \gg E_c$ выполняется плохо, и, следовательно, доля первично выбитых атомов в общем потоке распыленных частиц резко возрастает. Процесс распыления в таких условиях определяется механизмом первичного прямого выбивания, а сами условия — *режимом первичного выбивания*. Для этого режима характерны энергии бомбардирующих ионов порядка десятков и сотен электронвольт, коэффициент распыления $Y \ll 1$. Основные характеристики потока распыленных частиц и их зависимости от различных параметров сильно отличаются от соответствующих характеристик для каскадного режима. Простой теории распыления в режиме первичного прямого выбивания пока не построено.

Прежде чем перейти к рассмотрению, третьего режима распыления - *режима тепловых пиков*, напомним, что характерное распределение энергии первично выбитых атомов между атомами линейного каскада соударений, формула (19), имеет место в условиях, когда выбитые атомы сталкиваются каждый раз с покоящимися до соударения атомами мишени. Существующая, однако, вероятность соударения одновременно движущихся атомов приводит к тому, что перераспределение поглощенной энергии определяется уже не каскадным механизмом, а термодинамическими параметрами: температурой, давлением и объемом системы движущихся атомов. Распыление мишени при образовании таких образований, называемых тепловыми пиками, представляет собой испарение атомов из тепловых пиков. Вероятность образования тепловых пиков зависит от соотношения концентраций выбитых в каскаде соударений атомов и атомов мишени n_0 . В каскадном режиме распыления концентрация выбитых атомов мала по сравнению с n_0 . При определенных условиях ионного облучения (большие величины поглощенной в поверхностном слое энергии F_D большие плотности ионного тока, например при облучении молекулярными ионами) концентрация выбитых атомов становится сравнимой с n_0 . Распыление в таких условиях определяется в основном испарением из тепловых пиков и называется распылением в режиме тепловых пиков. Для распыления в режиме тепловых пиков характерны большие коэффициенты распыления $Y \geq 20$.

В каждом конкретном случае ионного облучения в распылении твердого тела участвуют с разной вероятностью все три описанных механизма распыления. Простым критерием, позволяющим сделать

заключение о преимущественном механизме распыления и, следовательно, о режиме распыления, может служить результат расчета коэффициента распыления, выполненного в рамках модели каскадного механизма распыления для случая облучения мишени ионным пучком, падающим нормально на ее поверхность. Если при энергиях ионов E_1 меньших 1 кэВ, рассчитанный коэффициент распыления $Y \leq 1$, то следует заключить, что распыление происходит в режиме первичного прямого выбивания. Для легких ионов (H, He) это справедливо до энергий порядка несколько десятков килоэлектронвольт. Если рассчитанное значение $Y \geq 20$, то для правильной оценки коэффициента распыления необходимо учитывать эффект тепловых пиков.

Подготовка к лабораторной работе

1. Изучить описание лабораторной работы.
2. Подготовить программу расчета зависимости коэффициента каскадного распыления от заданных в расчетном задании параметров.
3. Изучить закономерности распыления при различных параметрах.
4. Подготовить исходные данные по расчету коэффициента распыления: Z_1 - заряд ядра бомбардирующего иона; Z_2 - заряд ядра мишени; M_1 - массовое число бомбардирующего иона; M_2 - массовое число атомов мишени; n_0 - плотность атомов мишени, см⁻³; E_c - энергия связи атомов, эВ; E_1 - энергия бомбардирующих ионов, эВ; θ_1 - угол падения бомбардирующих ионов, град.

Порядок выполнения лабораторной работы

1. Получить у преподавателя расчетное задание.
2. Ввести в программу исходные данные, выбрать версию программы, соответствующую заданию.
3. Выполнить расчет и графическое сопоставление с экспериментальными данными.
4. Из проведенного сопоставления найти значение безразмерного коэффициента К.
5. Выполнить расчет с найденным значением К и графическое построение расчетных зависимостей.

6. Проанализировать полученные данные, сделать заключение о режимах распыления и соответствующих диапазонах варьируемого параметра.
7. Оформить протокол лабораторной работы. Протокол должен содержать: описание расчетного задания, листинг результатов расчетов на ЭВМ, графики экспериментальных и расчетных зависимостей, заключение о режимах распыления в соответствующих диапазонах варьируемого параметра.

Контрольные вопросы к лабораторной работе

1. Дайте определение коэффициента распыления.
2. Дайте определение сечения упругого торможения.
3. Расскажите о методах измерения коэффициента распыления.
4. Дайте определение энергии связи атомов на поверхности E_c .
5. Нарисуйте, качественно, зависимость коэффициента распыления от угла падения иона на поверхность мишени.
6. Перечислите режимы распыления.
7. Как формируется каскад атомных столкновений.