

ЭЛЕКТРОНИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

УДК 621.793.182

ОЦЕНКА КОЭФФИЦИЕНТА РАСПЫЛЕНИЯ ПРИ РАЗРАБОТКЕ ТЕХНОЛОГИИ СОЗДАНИЯ ПРИБОРОВ ПЛАЗМЕННОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

А. С. Арефьев, д.т.н., профессор кафедры ПЭЛ РГРТУ; vbn8907@mail.ru

Г. П. Гололобов, к.т.н., доцент кафедры ПЭЛ РГРТУ; gololobov.gennady@yandex.ru

Д. В. Суворов, к.т.н., доцент кафедры ЭП РГРТУ; dmitriy_suvorov@mail.ru

М. А. Серпова, аспирант РГРТУ; kmaria023@yandex.ru

Е. В. Сливкин, ведущий инженер УОНИ РГРТУ; e.slivkin@mail.ru

Приводятся различные режимы катодного распыления, основанные на каскадной столкновительной теории Зигмунда. Показана актуальность изучения процесса катодного распыления применительно к различным областям науки и техники, в частности, технологии создания приборов вакуумной и плазменной электроники. Целью работы является разработка методики оценки коэффициента распыления материала в процессе катодного распыления при создании приборов плазменной электроники. Приводится оценка коэффициента распыления на основе режима тепловых пиков как наиболее вероятного. Особенностью представленной методики расчета локального коэффициента распыления является то, что оценка строится на основе эрозионной модели столкновительной теории при катодном распылении с учетом процессов плавления и испарения материала катода. Определена функция, описывающая распределение распыленных катодных частиц по составляющей импульса, нормальной к распыляемой поверхности.

Ключевые слова: катодное распыление, поверхность твердого тела, ионный пучок, эрозионные процессы, коэффициент распыления, режим тепловых пиков, высокотемпературное поле, распыленные атомы, газоразрядные приборы, столкновительная теория, методика расчета, электронно-микроскопическое исследование поверхности.

DOI: 10.21667/1995-4565-2017-61-3-131-136

Введение

Уникальная способность быстрых атомных частиц распылять вещества, обладающие любой твердостью, прочностью, температурой плавления, привела к широкому применению катодного распыления в различных областях науки, техники и технологии. Под действием бомбардировки быстрыми положительными и отрицательными ионами, атомами, ядрами атомов, нейтронами, кластерами и электронами твердые и жидкие вещества распыляются в вакууме в виде атомов, положительных и отрицательных ионов и кластеров (многоатомных или молекулярных комплексов). Бомбардировка твердых веществ атомными частицами приводит к выбиванию атомов и молекул газов, растворенных в твердых телах, а также к эмиссии атомов, вне-

рившихся в процессе облучения. Этот процесс называется физическим распылением.

При облучении твердых тел химически активными ионами, радикалами и атомами, например водорода или молекулами галогенов, масса мишеней уменьшается вследствие образования летучих химических соединений. Этот процесс называется химическим распылением. В некоторых случаях одновременно протекают процессы физического и химического распыления. Уменьшение массы распыляемого вещества является наиболее важной особенностью явления. Оно выражается коэффициентом распыления – отношением числа выбитых атомов к числу частиц, упавших на мишень. К числу основных параметров, оказывающих существенное влияние на величину коэффициента распыления, относятся природа, энергия и угол падения атом-

ных частиц на поверхность мишени, атомный номер облучаемого вещества, теплота испарения, кристаллографическое строение, число атомов, приходящихся на единицу площади облучаемой поверхности, чистота и шероховатость поверхности, температура образца при облучении. На наш взгляд, фундаментальная проблема физики распыления атомными частицами и состоит в том, чтобы экспериментально и теоретически исследовать закономерности изменения коэффициента распыления от основных параметров, характеризующих процесс распыления в широком диапазоне их изменения. Научная и практическая значимость исследований физики распыления твердых веществ атомными частицами имеет несколько аспектов. Во-первых, распыление вызывает целый ряд негативных дорогостоящих последствий, а именно: распыление ограничивает срок службы миллионов электронных и микроэлектронных приборов, а также приборов функциональной электроники. Во-вторых, распыление катодов приводит к частым остановкам и простоям в работе сложных и дорогих технологических установок, таких, как установки для электронно-лучевой сварки и размерной обработки материалов, мощные установки для электронно-лучевой плавки металлов, мощные ускорители, электромагнитные сепараторы изотопов и т.д. В-третьих, важнейшей задачей является предотвращение распыления первой стенки ядерных реакторов, подвергающейся бомбардировке частицами высокотемпературной дейтериево-третиевой плазмы.

Богатый, хотя и сильно устаревший экспериментальный материал по данным вопросам содержится в [1, 2]. Проведенные эксперименты сильно отличаются друг от друга как по условиям (давление, род газа или газовые смеси и пары), так и по роду и виду исследуемых материалов (энергия падающих ионов, угол падения иона, структура поверхности, ее химический состав). Кроме того, публикаций новых экспериментальных данных крайне мало. Несмотря на важность знания коэффициента распыления материала теоретической оценки его почти не проводилось, а исследователи вынуждены пользоваться до сих пор известными монографиями [1, 2]. За отсутствием надежных экспериментальных данных для оценок коэффициента распыления различных комбинаций ион-материал пользуются теорией П. Зигмунда [3-5] с учетом имеющихся экспериментально намеренных значений коэффициента распыления [6-7]. Применительно к конкретным случаям в зависимости от условий применения ее лишь слегка видоизменяют и совершенствуют. В этой связи роль тео-

ретической оценки коэффициента распыления и ее важность еще больше возрастает.

Модель процесса распыления, учитывающая испарение катода

При оценке процесса распыления крайне важно выбрать нужную модель явления, которая наиболее адекватно описывает процессы.

Процессы, происходящие при катодном распылении, отличаются исключительной сложностью и многообразием. Вылетающие с поверхности частицы могут иметь различный заряд и массу, широкий спектр угла вылета, а также находиться в большом диапазоне энергий. К тому же, покинувшая поверхность частица по своему составу может являться целым молекулярным комплексом, кластером или химическим соединением. По своему строению она может быть аморфной или кристаллом самой разнообразной формы. Кроме того, в процессе бомбардировки и после нее изменяется морфология и структура бомбардируемой поверхности: появляются гребнеобразные или пирамидальные выступы, пористые участки поверхности, участки поверхности с оплавлением, шелушение и т.д. Многочисленные исследования, проведенные до настоящего времени, выявили недостаток экспериментальных и теоретических данных для описания полной картины явления. Поэтому на данный момент возникли несколько моделей явления в той или иной степени охватывающих группу близких по своей природе вылета частиц.

В настоящее время в основном интерпретация явления катодного распыления и построение модели для его оценки производится на основе каскадной столкновительной теории Зигмунда [8].

В этой теории рассматриваются несколько режимов, главными из которых являются три:

- режим первичного прямого выбивания,
- режим линейных каскадов,
- режим тепловых пиков.

Наиболее распространенный режим – режим линейных каскадов применим к объяснению явления распыления в тех устройствах и приборах, в которых энергия ионов намного больше энергии связи атомов в решетке. Это имеет место, например, при облучении образцов ионным потоком в методе вторично-ионной масс-спектрометрии, обработке поверхности ионными пучками высоких энергий с малой плотностью тока.

Режим предполагает проникновение иона, имеющего большую энергию по сравнению с энергией связи атомов в узлах решетки, вглубь решетки катода и образование там группы смещенных со своего узла атомов. Эти атомы, в свою очередь, путем каскада столкновений спо-

собны передать такое состояние (импульс) другим атомам и вызвать вторичные смещения, пока, наконец, некоторая группа смещенных атомов не достигнет поверхности и оторвется от катода, т.е. произойдет распыление.

Одним из типов приборов плазменной электроники, к которому в явном виде применима вышеописанная модель, являются газоразрядные индикаторные панели (ГЗСИ), которые мы исследовали длительное время. На рисунке 1 приведена микрофотография типичного участка поверхности катода одного из исследованных (ГЗСИ) после работы в нормальном режиме. Но даже в условиях форсированных режимов, когда плотности тока достаточно велики, энергия ионов не превышает энергии, эквивалентной падению потенциала горения разряда в ГЗСИ. Именно с такой энергией (порядка десятков – сотен вольт) ионы попадают на катод, взаимодействуют с ним, что сопровождается эрозионным процессом – распылением катода. Ионы с такой энергией не могут глубоко внедриться в катод и произвести каскад столкновений. Поэтому кинетическая и потенциальная энергия ионов локально переходит в тепло, т.е. оказывает термическое воздействие. Электронно-микроскопическое исследование поверхности катода газоразрядной индикаторной панели после определенного времени наработки (рисунок 1) обнаруживает следы явного термического воздействия потока ионов, проявившееся в появлении множества кратерообразных углублений с оплавленными краями, отдельных мелких капель, конденсата, участков оплавления. То есть имели место процессы плавления и испарения поверхности катода. Поэтому есть все основания полагать, что ввиду специфического режима работы панели эрозионные процессы на ее электродах протекают в соответствии с режимом тепловых пиков, суть физического механизма которых сводится к следующему.

Ион при ударе о катод возбуждает локально высокотемпературное поле, что приводит в движение большинство атомов в этом элементарном объеме. При этом происходит эрозия металла в виде мгновенного испарения, воспринимаемого нами как катодное распыление. Локальность предполагает испарение с поверхности как отдельных атомов, так и целых атомных соединений – кластеров.

Таким образом, режим тепловых пиков является по существу теплофизическим. Его особенность заключается в том, что совместное действие попадающих на катод ионов не сопровождается образованием общего температурного поля, а сводится к возбуждению отдельными

ионами остро локализованных и разрозненных друг относительно друга высокотемпературных полей. При малых плотностях тока на катод сказывается именно такая температурная ситуация. Однако при увеличении плотности тока, особенно при работе приборов в форсированных режимах, локальные высокотемпературные поля отдельных ионов перекрывают друг друга, что приводит к интенсивному испарению с более обширного участка, созданию повышенной плотности пара материала катода и возникновению катодного пятна микродуги.

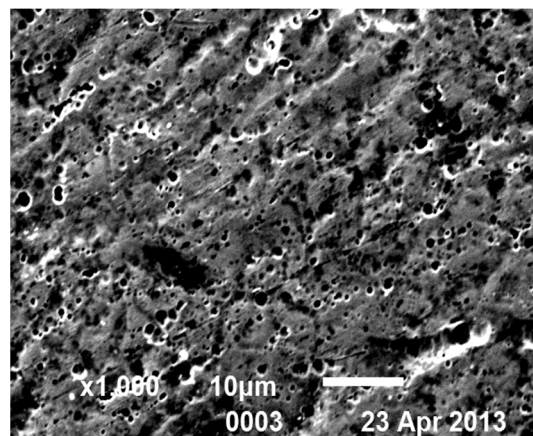


Рисунок 1 – Электронно-микроскопическое изображение поверхности катода газоразрядной индикаторной панели

Оценку эрозионных процессов в данном случае можно провести на основе изложенных физических представлений воздействия разряда на поверхность [9]. В основу расчета может быть положена модель поверхности катода в режиме тепловых пиков. В этом случае к микроучастку поверхности катода в режиме тепловых пиков полностью применима эрозионная модель, учитывающая локальное испарение.

Однако вследствие слабotoчного характера разряда и низкого уровня локально выделяющейся мощности процесс испарения в данном случае не будет носить интенсивного взрывообразного характера. Поэтому его можно учесть введением локального коэффициента распыления, отражающего своеобразный характер интенсивного локального испарения. Для практических оценок необходимо знание именно локального коэффициента распыления.

Расчет локального коэффициента распыления

Расчет локального коэффициента распыления Z в соответствии с эрозионной моделью проведем при следующих допущениях:

1. Полагаем, что вся поверхность металла, с которой идет распыление, имеет температуру

$T(r, t)$. Снижением температуры за счет уноса части тепла распыляемыми частицами пренебрегаем.

2. Считаем, что распределение распыленных частиц подчиняется закону Максвелла.

3. Величину теплоемкости C и коэффициента теплопроводности K при температуре T считаем постоянными.

4. Пренебрегаем энергией нейтрализации иона, так как кинетическая энергия иона, приобретаемая им при движении в ячейках газоразрядной панели, имеющей падение напряжения десятки и сотни вольт, гораздо больше энергии нейтрализации.

5. Долю энергии, передаваемую ионом при ударе решетки, учитываем через коэффициент аккомодации α .

Подсчитаем число атомов, распыленных при ударе одного иона с поверхности катода.

Предполагаем, что из локально разогретого участка испарение атомов происходит по теории Я.И. Френкеля [6]:

$$\beta = \varphi \exp\left(-\frac{W}{kT}\right), \quad (1)$$

где β – вероятность испарения атомов; φ – частота порядка частоты связи атомов на поверхности, слабо зависящая от температуры T , W – энергия испарения при $T \neq 0$.

Если атомы распыляемого вещества распределены по поверхности с плотностью N_1 , то число атомов, испаряющихся в единицу времени с единицы поверхности:

$$N_2 = \beta N_1 = \varphi N_1 \exp\left(-\frac{W}{kT}\right). \quad (2)$$

Распределение распыленных частиц по составляющей импульса, нормальной к распыляемой поверхности, определяется формулой

$$f_1(p) = \frac{\varphi N_1}{(2\pi mkT)^{1/2}} \exp\left(-\frac{p^2}{2mkT} - \frac{W_0}{kT}\right). \quad (3)$$

Вводя обозначения

$$A = \frac{p^2}{mk} - \frac{W_0}{kT}, \quad B = \frac{\varphi N_1}{(2\pi mk)^{1/2}}, \quad \text{получаем:}$$

$$f_1 = \frac{B}{\sqrt{T}} \exp\left(-\frac{A}{T}\right). \quad (4)$$

Подсчитаем распределение атомов, распыленных под влиянием одного иона со всей поверхности распыления за неограниченно большое время и имеющих нормальную составляющую импульса между p и $p + dp$:

$$\frac{dN}{dp} = \int_0^\infty dt \int_0^\infty f_1(p) 2\pi r dr, \quad (5)$$

где t – время, прошедшее от момента образования центра разогрева вследствие удара иона; $2\pi r dr$ – элемент поверхности.

Примем мгновенное распределение температуры в зоне распыления в соответствии с [2]:

$$T(r, t) = \frac{W}{8\pi^{3/2} c a^3} t - \frac{3}{2} \exp\left(-\frac{r^2}{4a^2 t}\right) = \quad (6)$$

$$= G t^{-3/2} \exp\left(-\frac{r^2}{4a^2 t}\right),$$

где W – энергия, переданная ионом решетке, $a^2 = \frac{\lambda}{c}$ – отношение коэффициента теплопроводности к теплоемкости единицы объема.

Подставляя f_1 из (3) и $T(r, t)$ из (6) в (5) и производя интегрирование, получаем распределение распыленных атомов по импульсам:

$$\frac{dN}{dp} = 2\pi B \int_0^\infty dt \int_0^\infty r \left[T(r, t)^{-1/2} \right] \exp\left(-\frac{A}{T}\right) dr = BJ, \quad (7)$$

$$\text{где } J = 2\pi \int_0^\infty dt \int_0^\infty r T^{-1/2} \exp\left(-\frac{A}{T}\right) dr.$$

Тогда

$$\frac{dN}{dp} = \frac{5}{4^{4/3}} \frac{1}{\pi^{3/2}} \Gamma\left(\frac{5}{6}\right) \frac{(mk)^{4/3} \varphi N_1}{a^2 c^{4/3}} \frac{W^{4/3}}{(p^2 + 2mW_0)^{1/6}}$$

или

$$\frac{dN}{dp} = \Phi \frac{W^{4/3}}{(p^2 + 2mW_0)^{1/6}}, \quad (8)$$

где $\Phi = \frac{5}{4^{4/3}} \frac{1}{\pi^{3/2}} \Gamma\left(\frac{5}{6}\right) \frac{(mk)^{4/3} \varphi N_1}{a^2 c^{4/3}}$, Γ – гамма функция Эйлера.

Полное число атомов, распыленных одним ионом (коэффициент распыления Z), определяем путем интегрирования (8):

$$Z = \int_0^\infty \frac{dN}{dp} dp = \Phi W^{4/3} \int_0^\infty \frac{dp}{(p^2 + 2mW_0)^{1/6}} =$$

$$= \frac{1}{16\pi\sqrt{\pi}} \cdot \Gamma\left(\frac{11}{6}\right) \left(\frac{k}{c}\right)^{4/3} \cdot B \left(\frac{1}{2}, \frac{4}{3}\right) \left(\frac{W}{W_0}\right)^{4/3}, \quad (9)$$

где $B(x, y) - \beta$ – функция Эйлера, $\Gamma(x)$ – гамма-функция Эйлера.

Под энергией W понимается энергия, переданная ионом решетке распыляемого материала. Она не равна энергии падающего иона W_1 , а связана с ней через коэффициент аккомодации α , т.е. $W = \alpha W_1$.

С учетом этого окончательно коэффициент распыления может быть записан так:

$$Z = \frac{1}{16\pi\sqrt{\pi}} \Gamma\left(\frac{11}{6}\right) \left(\frac{k}{c}\right)^{\frac{4}{3}} \frac{\phi N_1}{a^2} \times \\ \times B\left(\frac{1}{2}, \frac{4}{3}\right) \alpha^{\frac{4}{3}} \left(\frac{W_1}{W_0}\right)^{\frac{4}{3}}. \quad (10)$$

Расчет коэффициента Z по формуле (10) хотя и ориентировочный в силу множества допущений, но хорошо согласуется с экспериментальными данными для никеля, железа, меди, приводимыми в [1].

Заключение

Предлагаемая методика расчета локального коэффициента распыления позволяет провести достаточно точную в рассмотренных условиях оценку этого необходимого параметра при проектировании целого класса газоразрядных приборов, в основе принципа работы которых лежит катодное распыление.

Рассмотренная методика справедлива лишь для сравнительно узкого круга условий, которые имеют место в газоразрядных приборах и приборах функциональной электроники. При других условиях (давлении, род газа, плотности токов и

т.д.) необходимо существенное уточнение модели и расчета.

Библиографический список

1. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой: пер. с англ.; под ред. Р. Бериша. М.: Мир, 1986. 484 с.
2. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. 202 с.
3. Технология тонких пленок: справочник под ред. Л. Майсселя и др., М.: Сов. Радио, 1977. 429 с.
4. Данилин Б. С., Сырчин В. К. Магнетронные распылительные системы. М: Радио и связь, 1982. 73 с.
5. Булгаков Ю. В. ЖТФ, 1963. т. 33, 500 с.
6. J. Frenkel. Theorie der Adsorption und verwandter Erscheinungen // Z.S.f.Phys., B.26. 1924, p. 117-138.
7. Плешивцев Н. В. Катодное распыление, М.: Атомиздат, 1968. 110 с.
8. P. Sigmund. Theory of sputtering. I. Sputtering yield of amorphous and polycrystalline targets. Physical Review, 184(2):383-415, 1969.
9. Рыжов Ю. А., Шкарбан И. И. Тепло- и массообмен между потоками газов и твердой поверхностью. Тематич. сб. трудов МАИ им. Серго Орджоникидзе. Вып. 3.34. МАИ, 1975. С. 38-42.
10. Goldman D. T., Simon A., Pease R. S. Rendiconti della Scuola Internazionale di Fisica «Enrico Fermi». Corso XIII. Societa Italiana di Fisica, Bologna, Phys. Rev., 1958. vol. III, pp. 383.

UDC 621.793.182

EVALUATION OF SPRAY COEFFICIENT IN DEVELOPMENT TECHNOLOGY OF THE DEVICES FOR PLASMA ELECTRONICS

A. S. Aref'ev, PhD (technical sciences), full professor, RSREU, Ryazan; vbn8907@mail.ru

G. P. Gololobov, PhD (technical sciences), associate professor, RSREU, Ryazan; gololobov.gennady@yandex.ru

D. V. Suvorov, PhD (technical sciences), associate professor, RSREU, Ryazan; dmitriy_suvorov@mail.ru

M. A. Serpova, post-graduate student, RSREU, Ryazan; kmaria023@yandex.ru

E. V. Slivkin, lead engineer, RSREU, Ryazan; e.slivkin@mail.ru

The article presents various cathode sputtering regimes based on the cascade collision theory of Zygmund. The relevance of studying the cathode sputtering process in relation to various fields of science and technology, in particular, the technology of creating devices for vacuum and plasma electronics, is shown. The aim of the work is to develop a methodology for estimating the coefficient of atomization of a material in the process of cathode sputtering when creating devices for plasma electronics. Estimation of the spray coefficient based on the thermal peak regime as the most probable is given. A feature of the presented method for calculating the local sputtering coefficient is that the estimate is based on the erosion model of the collision theory in cathode sputtering, taking into account the melting and evaporation processes of the cathode material. A function describing the distribution of sputtered cathode particles with respect to the component pulse normal to the atomized surface is determined.

Key words: cathode sputtering, solid surface, ion beam, erosion processes, sputtering coefficient, thermal peaks regime, high-temperature field, atomized atoms, gas-discharge devices, collisional theory, calculation technique, electron microscopic examination of a surface.

DOI: 10.21667/1995-4565-2017-61-3-131-136

References

1. Raspylenie tverdyh tel ionnoj bombardirovkoj (Spraying of solids by ion bombardment). per. s angl. pod red. R. Berisha. M.: Mir, 1986. 484 p. (in Russian).
2. **Karslou G., Eger D.** Teploprovodnost' tverdyh tel (Thermal conductivity of solids). Moscow: Nauka, 1964. 202 p. (in Russian).
3. Tehnologija tonkih plenok: spravochnik (The technology of thin films) pod red. L. Majssela i dr., M.: Sov. Radio, Moscow: Sov. Radio, 1977. 429 p. (in Russian)
4. **Danilin B. S., Syrchin V. K.** Magnetronnye raspylitel'nye sistemy (Magnetron spray system). M: Radio i svjaz', 1982. 73 p. (in Russian).
5. **Bulgakov Ju. V.** ZhTF (Journal of Technical Physics). 1963. Vol. 33, 500 p. (in Russian).
6. **J. Frenkel.** Theorie der Adsorption und verwandter Erscheinungen/ Z.S.f.Phys., B.26. 1924, p. 117-138.
7. **Pleshivcev N. V.** Katodnoe raspylenie (Cathode Sputtering), Moscow: Atomizdat, 1968. 110 p. (in Russian).
8. **P. Sigmund.** Theory of sputtering. I. Sputtering yield of amorphous and polycrystalline targets. Physical Review, 184(2):383–415, 1969.
9. **Ryzhov Ju. A., Shkarban I. I.** Teplo- i mas-soobmen mezhdu potokami gazov i tverdoj poverhnost'ju. Tematich. sb. trudov MAI im. Sergo Ordzhonikidze., 1975. pp. 38- 42. (in Russian).
10. **Goldman D. T., Simon A, Pease R. S.** Rendicontidella Scuola Internazionale di Fisica «Enrico Fermi». Corso XIII. Societa Italiana di Fisica, Bolonga, Phys. Rev., 1958. vol. III, pp. 383.
11. **Aref'ev A. S.** Jerozionnye processy v gazorazjadnyh priborah. Jelektronnaja tehnika 1988. Issue. 4 (123). pp. 6-10. (in Russian).