

позволит реализовать быстрый режим работы основного разрядника тригатронного типа и дополнительно повысить стабильность его напряжения пробоя.

Исследования выполнены при поддержке гранта: РФФИ 14-08-00449 А «Исследование расходимости мощного ионного пучка в диодах с магнитной самоизоляцией» 2014-2015 гг.

Список литературы:

1. G.A. Mesyats and D.I. Proskurovsky. Pulsed Electrical Discharge in Vacuum. Springer-Verlag, New York. 1989.

2. Пушкарев А.И., Исакова Ю.И., Сазонов Р.В., Холодная Г.Е. Генерация пучков заряженных частиц в диодах со взрывоэмиссионным катодом. - М: ФИЗМАТЛИТ, 2013. – 240 с.

3. Ковальчук Б.М., Кремнев В.В., Поталицын Ю.Ф. Сильноточные наносекундные коммутаторы.— Новосибирск: Наука, 1979. 175 с.

БАЛАНС ЭНЕРГИИ НА ПОДЛОЖКЕ ПРИ ОСАЖДЕНИИ МОДИФИЦИРУЮЩИХ ПОКРЫТИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОЩНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ

*А.В. Симонова, магистрант гр. 0ДМ21, Г.А. Блейхер, д.ф.-м.н., доц.
Томский политехнический университет, 634050, г.Томск, пр.Ленина,30,
E-mail: ainakim297@yandex.ru*

В настоящее время разработаны эффективные технологии модифицирования свойств материалов, основанные на использовании мощных импульсных ионных пучков (МИИП). В частности, их способность интенсивно удалять вещество с облучаемой поверхности твёрдого тела вызывает большой интерес. Это явление используется для осаждения функциональных модифицирующих покрытий на поверхность материалов и изделий [1].

Структура осаждаемых покрытий и эксплуатационные свойства модифицируемых материалов во многом определяются эволюцией тепловых процессов в подложке в процессе осаждения покрытия на неё. Для понимания закономерностей этих процессов важно иметь ясное представление о балансе энергии на поверхности подложки в зависимости от параметров пучков. Здесь вопрос об оптимальных параметрах МИИП является ключевым [2, 3].

Цель работы, результаты которой представляются в настоящей статье, состояла в получении данных о закономерностях изменения баланса энергии в подложке при осаждении на её поверхность эрозионного материала, создаваемого воздействием МИИП на твердотельную мишень. Для решения поставленных задач было задействовано математическое моделирование, которое является эффективным инструментом для получения данных об эволюции быстротекающих процессов.

Физическая модель

На рис. 1 представлена схема нанесения модифицирующего покрытия на поверхность

твёрдого тела – подложки в результате осаждения на него потока атомов,

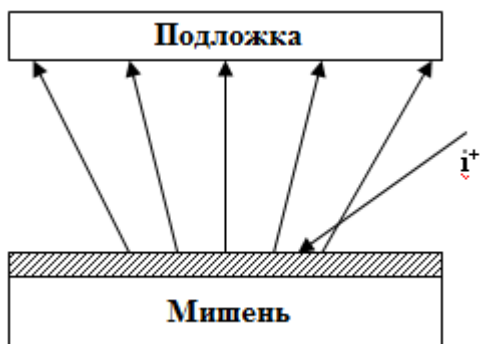


Рис. 1. Схема осаждения покрытий при использовании МИИП

эмитируемых с поверхности твердотельной мишени под действием МИИП. Ионы пучка теряют почти всю свою энергию в упругих и неупругих столкновениях с частицами мишени и сильно разогревают её поверхность. Этот разогрев приводит к испарению тонких поверхностных слоёв. Помимо испарения имеет также место столкновительное распыление. Однако доля распылённых атомов в эрозионном потоке вещества с поверхности мишени ничтожно мала [3]. Этот поток вещества распространяется от поверхности мишени по направлению к подложке и осаждается на её

поверхности.

Анализ энергетических потоков, направленных на подложку в процессе осаждения покрытия с использованием МИИП. Показывает, что основными источниками энергии на подложке являются:

- 1) кинетическая энергия осаждающихся частиц,
- 2) теплота конденсации осажденных частиц,
- 3) тепловое излучение с поверхности мишени.

Для построения баланса энергии на подложке в зависимости от параметров пучков необходимо знать количество осаждаемого вещества, температуру на поверхности мишени и т.п. Эти данные мы можем получить, решая задачу об эрозии поверхности твёрдого тела при его облучении ионным пучком.

Математическая модель эрозии поверхности твёрдого тела под действием МИИП подробно и методика расчёта толщины осаждаемого покрытия описаны в работах [2, 4]. Они были использованы нами для расчёта темпа осаждения покрытий, пространственного распределения осаждаемого потока и температуры мишени.

Математическая модель

Математическая модель тепловых процессов в подложке основана на уравнении теплопроводности, которое в цилиндрических координатах с симметрией по полярному углу имеет следующий вид:

$$\frac{\partial T(r, x, t)}{\partial t} = a \cdot \frac{1}{r} \frac{\partial T(r, x, t)}{\partial r} + a \cdot \left(\frac{\partial^2 T(r, x, t)}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T(r, x, t)}{\partial x^2} \right), \quad a = \frac{\lambda}{c_p \rho}, \quad (1)$$

где λ – коэффициент теплопроводности, c_p – удельная теплоемкость, ρ – плотность вещества подложки, $T(r, x, t)$ – температурное поле.

Пространственная область задачи показана на рис. 2.

Граничные условия:

$$\lambda \frac{\partial T(r, x=0, t)}{\partial r} = -Q_1(t), \quad \lambda \frac{\partial T(r=0, x, t)}{\partial r} = 0, \quad \lambda \frac{\partial T(r=R, x, t)}{\partial r} = Q_3(t), \quad \lambda \frac{\partial T(r, x=x_{end}, t)}{\partial r} = Q_4(t). \quad (2)$$

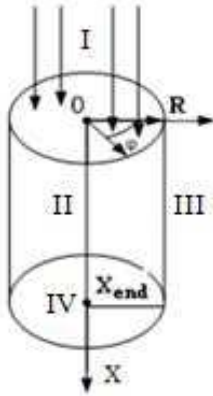


Рис. 2.

Пространственная область для задачи о тепловых процессах в подложке

Начальные условия:

$$T(x, r, t=0) = T_0 = 300K. \quad (3)$$

Здесь R – радиус подложки, $0 \leq r \leq R$, x_{end} – толщина подложки, $0 \leq x \leq x_{end}$, $Q_3(t)$, $Q_4(t)$ – потоки теплового излучения через боковую и заднюю поверхности подложки, $Q_1(t)$ – поток энергии, направленный на подложку со стороны мишени.

Поток энергии $Q_1(t)$ складывается из кинетической энергии осажденных частиц W_{kin} , теплоты конденсации осажденных частиц W_{cond} и теплового излучения с поверхности мишени Q_{rad} .

Поток тепла с боковой поверхности подложки за счет теплового излучения равен:

$$Q_3 = \varepsilon_{rel} \sigma (T_3^4 - T_0^4), \quad \varepsilon_{rel} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}, \quad (4)$$

где σ – коэффициент Стефана-Больцмана, T_3 – температура на боковой поверхности подложки, T_0 – температура стенок вакуумной камеры, ε_1 – степень черноты материала подложки, ε_2 – степень черноты материала вакуумной камеры, ε_{rel} – приведенная степень черноты.

Поток тепла с задней поверхности подложки за счет теплового излучения равен:

$$Q_4 = \varepsilon_{rel} \sigma (T_4^4 - T_0^4), \quad \varepsilon_{rel} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}, \quad (5)$$

где T_4 – температура на задней поверхности подложки.

Теплота конденсации осажденных частиц Q_{cond} рассчитывается следующим образом:

$$Q_{cond} = \frac{Z_{dep} \rho N_a E_a}{A}, \quad (6)$$

где Z_{dep} – толщина осажденного слоя (или темп осаждения, т.е. количество вещества, осаждаемого за один импульс тока пучка), ρ , A – плотность и молярная масса осаждаемого вещества, N_a – число Авогадро.

Темп осаждения Z_{dep} в зависимости от параметров МИИП рассчитывался по методике, описанной в статьях [2, 4].

Плотность потока за счёт тепловыделения в результате конденсации осаждаемых частиц W_{cond} равна:

$$W_{cond} = \begin{cases} \frac{Q_{cond}}{t_{dep}}, & t \leq t_{dep}; \\ 0, & t > t_{dep}; \end{cases} \quad (7)$$

где t_{dep} – время осаждения. Её значение было взято равным 100 мкс, что соответствует данным экспериментов, опубликованным в статье [1].

Поток осаждаемых частиц несёт кинетическую энергию:

$$Q_{kin} = \frac{mV^2}{2} \cdot \frac{Z_{dep} \rho N_a}{A} = \frac{m}{2} \cdot \left(\sqrt{\frac{8kT_1}{\pi m}} \right)^2 \cdot \frac{Z_{dep} \rho N_a}{A} = \frac{4kT_1}{\pi} \cdot \frac{Z_{dep} \rho N_a}{A}, \quad (8)$$

где m – масса осаждаемого атома, V – его скорость, которая находится из распределения Максвелла, T_1 – температура поверхности мишени.

Плотность мощности этой энергии равна:

$$W_{kin} = \begin{cases} \frac{Q_{kin}}{t_{dep}}, & t \leq t_{dep}; \\ 0, & t > t_{dep}. \end{cases} \quad (12)$$

Тепловое излучение от поверхности мишени:

$$Q_4 = \varepsilon_{re2} \sigma (T_1^4 - T_0^4), \quad \varepsilon_{re2} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_3} - 1}, \quad (13)$$

где ε_{rel} – приведенная степень черноты, ε_3 – степень черноты материала мишени.

Данная задача была решена конечно-разностным методом по явной схеме.

Обсуждение результатов

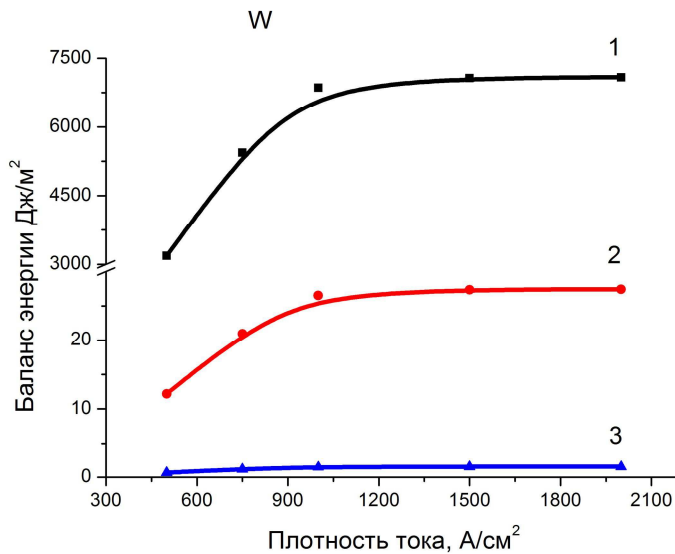


Рис. 3. Баланс энергии на подложке при осаждении вольфрамового покрытия в зависимости от плотности тока ионного пучка

зависимости от плотности тока ионного пучка при осаждении вольфрама на стеклянную подложку в течении $t_{dep} = 100$ мкс.

Заметим, что для других веществ баланс энергии имеет аналогичный характер.

На рис. 3 видно, что основной вклад в поток энергии, поступающей на подложку, вносит теплота конденсации осаждаемых частиц. Вклад кинетической

Баланс энергии на подложке был проанализирован на примере осаждения вольфрамового покрытия при использовании пучка ионов углерода с начальной энергией частиц 500 кэВ и длительностью 100 нс. Плотность тока варьировалась в диапазоне от 500 до 2000 А/см².

На рис. 3 представлен баланс энергии в

энергии осаждаемых частиц и теплового излучения с поверхности мишени примерно на два порядка меньше.

С ростом плотности тока пучка плотность энергии, поступающей на подложку, сначала увеличивается, а затем испытывает насыщение и практически не растёт. Такое поведение составляющих баланса энергии обусловлено зависимостью темпа осаждения от плотности тока, которое свойственно мощным импульсным пучкам заряженных частиц. Оно описано и проанализировано в статьях [2, 4].

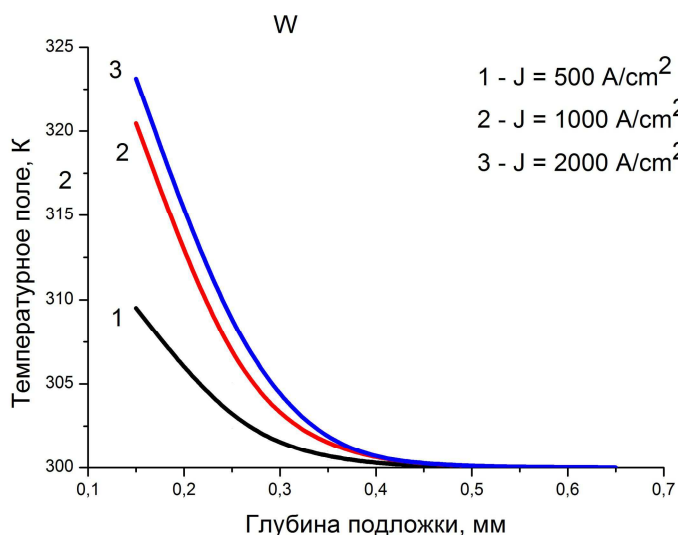


Рис. 4. Распределение температуры по глубине стеклянной подложки в момент окончания осаждения на неё вольфрамового покрытия при использовании ионного пучка с разной плотностью тока J .

К, что может оказаться хорошим показателем для эксплуатационных свойств ряда изделий, очень чувствительных к нагреву.

Основной разогрев подложки происходит в поверхностных слоях толщиной порядка нескольких долей миллиметров.

Для других веществ температурные поля имеют аналогичный вид.

Заключение

В заключение можно сделать следующие выводы.

1. Основной вклад в баланс энергии на подложке вносит тепло, выделяющееся при конденсации осаждаемых частиц, причем в широком диапазоне мощности импульсного ионного пучка его вклад примерно на два порядка выше остальных.

2. С ростом плотности тока пучка энергия, поступающая на подложку, испытывает насыщение в соответствии с поведением количества осаждаемого вещества.

3. Максимальный разогрев подложки не превышает 10..30 К.

Уравнение баланса энергии на подложке может быть использовано для прогнозирования её нагрева и охлаждения, в зависимости от параметров МИИП.

Работа выполнялась при поддержке гранта РФФИ № 13 – 08 – 00429 – а

На рис. 4 представлена зависимость распределения температуры по глубине стеклянной подложки при разных плотностях тока ионного пучка в случае.

С увеличением плотности тока происходит увеличение температуры как на самой поверхности подложки, так и внутри нее. Разогрев подложки не превышает 10..30

Список литературы:

1. T.J. Renk, P.P. Provencio, S.V. Prasad et al. Materials modification using intense ion beams // Proceeding of the IEEE. – 2004. – V. 92. – № 7. – P. 1057 – 1081.
2. G.A. Bleykher, V.P. Krivobokov. The regularities of solid surface erosion and coating deposition using high-power pulsed beams of charged particles // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. – 2012. – V. 292. – P. 34 – 39.
3. G.A. Bleykher, V.P. Krivobokov. Model of metal surface erosion under irradiation by high-power pulsed ion beams, Journal of Engineering Thermophysics. – 2008. – V. 17. – № 1. – P. 24 – 29.
4. Блейхер Г.А., Кривобоков В.П. Модель для расчета производительности технологий осаждения покрытий с помощью мощных импульсных пучков заряженных частиц // Известия ВУЗов. Физика. – 2011. – Т. 54. – № 11/2. – С. 142 – 147.

«ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТЕЙ РОСТА МЕДНЫХ ПОКРЫТИЙ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ МЕТОДАХ МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ»

*Семенов В.А., Тусинов Т.С., Сулейменова Н.Б., Торопцева А.А.
Томский политехнический университет, 634050, г.Томск, пр.Ленина,30,
тел.(3822)-444-555
E-mail: sari.87@mail.ru*

Разработка методов нанесения функциональных покрытий на поверхность деталей и изделий является одним из самых перспективных направлений использования ионно-плазменных технологий. Наиболее распространенным методом в настоящее время является метод магнетронного распыления, позволяющий наносить тонкие пленки с различными свойствами. Недостатком метода магнетронного распыления является относительно низкая скорость роста пленок (единицы микрометров в час). Для преодоления этого недостатка предпринята попытка реализовать метод магнетронного распыления из расплавленной мишени. В этом методе основное количество материала мишени не распыляется ионами магнетронного разряда, а испаряется с поверхности расплава. В свою очередь, расплавление катода может быть достигнуто либо в МРС, работающем на постоянном токе (тогда катод термически изолируется и полностью расплавляется); либо в сильноточных импульсных МРС, в которых нагрев поверхности до температуры плавления достигается только в течение импульса, а катод остается в твердом состоянии.

Метод импульсного нагрева мишени является предпочтительным, но высокая теплопроводность большинства используемых материалов катодов не позволяет его реализовать. Для снижения теплопроводности катода мы выполнили его из пористого материала – в качестве материала для производства мишени был использован медный порошок ПМС-1. Выбор порошка обусловлен его доступностью. данный порошок обладает такими характеристиками как: форма частиц дендритная, содержание меди не менее 99,5%, содержание кислорода не