

УДК 533.915

Д.В. ЗИНОВЬЕВ, А.Ф. ЦЕЛУЙКО, Н.Н. ЮНАКОВ*Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, Украина***СТАБИЛИЗАЦИЯ ДВОЙНОГО СЛОЯ НА ГРАНИЦЕ
ГАЗОРАЗРЯДНОЙ И ТЕРМОИОННОЙ ПЛАЗМЫ**

В работе исследуются условия формирования двойного электрического слоя на фронте плотной анодной плазмы в случае термического испарения материала анода под воздействием электронного пучка в устройствах с плазменным эмиттером электронов. Показано, что разогрев анода, возникновение стационарного двойного слоя, формирование потоков нейтральных атомов и ионов возможны лишь при выполнении определенных соотношений между размерами анода, параметрами разряда и плазмы, а также характеристиками источника питания ускоряющего напряжения. Определены способы стабилизации двойного слоя, предложена модель расчета параметров системы для режима автостабилизации и показана возможность управления энергией ионного потока рабочего вещества.

двойной слой, плазменный эмиттер, термоиспарение электронным пучком, стационарный термоионный источник, автостабилизация двойного слоя**Введение**

Вакуумно-плазменным методам нанесения покрытий в условиях низкого и сверхнизкого давления в последнее время уделяется большое внимание. Это связано с возможностью осаждать простые и синтезированные покрытия с малым содержанием примесей, при этом в широких пределах менять их композиционный состав и структуру. Наличие ионов малых и средних энергий способствует снижению внутренних напряжений в покрытии, улучшению адгезии к подложке, а также, протеканию химических реакций на поверхности [1,2]. Одним из направлений в данной области является получение в вакууме пара рабочего вещества за счет его нагрева электронным пучком с последующей ионизацией испаренных атомов [2-4].

Электронно-лучевое испарение с внешней инжекцией электронного пучка [5] позволяет проводить процессы осаждения в высоком вакууме, однако степень ионизации рабочей среды и энергия ионов в ряде случаев неудовлетворительны. Это происходит из-за того, что для обеспечения условий транспортировки электронного пучка используются высокие энергии (10 кэВ и выше), что существенно

превышает энергию максимума сечения ионизации. Для снижения энергии пучка необходимо вводить его зарядовую нейтрализацию. При этом для сохранения требуемой мощности нагрева необходимо использовать сильноточные пучки, проходящие сквозь плазму, что весьма затруднено ввиду развития пучковых неустойчивостей.

В работе [6] описан способ получения ионных потоков за счет термического испарения материала под воздействием электронного пучка, который формируется непосредственно у поверхности тигля. В этой системе эмиттером электронов служит фоновая газоразрядная плазма вокруг тигля. Ускорение электронов на проводящий тигель происходит в электрическом поле приповерхностного слоя, который возникает за счет приложения разности потенциалов между газоразрядной плазмой и тиглем. При этом на тигель подается положительный относительно плазмы потенциал. Использование плазменного эмиттера исключает проблемы транспортировки электронного пучка, что делает возможным снижение энергии электронов до сотен электронвольт и позволяет формировать встречный поток ионов тех же энергий.

Неотъемлемым элементом электронно-лучевых систем с плазменным эмиттером является внешний источник плазмы, основанный на каком-либо типе газового разряда.

Основным критерием в данном случае выступает величина тока разряда. При создании сильноточных систем (с током от нескольких ампер и выше) наиболее предпочтительны по эффективности и энергоемкости два типа разряда – дуговой разряд низкого давления с холодным катодом и дуговой разряд с накаливаемым катодом.

В работе [6] использован дуговой разряд с накаливаемым катодом, обладающий большей стабильностью и широкими возможностями управления его параметрами.

В качестве генератора плазмы было предложено устройство, описанное в работе [7].

Следует отметить, что в любом случае тигель выполняет роль второго анода с потенциалом на сотни вольт выше, чем потенциал основного анода газоразрядного устройства.

В работе [6] экспериментально показано, что вокруг тигля (по мере образования приповерхностной плазмы за счет ионизации пара электронным пучком) формируется двойной электрический слой объемного заряда (ДС) [8].

В слое сосредотачивается вся разность потенциалов между газоразрядной плазмой и тиглем. При интенсивном термоиспарении из тигля ДС “отжимается” от поверхности плотной приповерхностной плазмой.

Поскольку ДС является динамической системой, то основная проблема состоит в стабилизации параметров ДС во времени, решение которой дает возможность создания стационарного термоионного источника.

Данная работа посвящена определению условий стабилизации двойного слоя на фронте плотной анодной плазмы и определению основных зависимостей для расчета систем термоионного осаждения с плазменным эмиттером.

1. Условия стабилизации двойного слоя на фронте анодной плазмы

Поскольку тигель является анодом, то, как показано в работе [9], появление положительного анодного смещения потенциала и, как следствие, формирование электронного пучка на поверхность тигля, возможно, когда ток разряда источника плазмы I_p превышает ток на тигель I_m

$$I_p > I_m = \int_{S_m} J_e(r) dS, \quad (1)$$

где S_m – внешняя поверхность слоя вокруг тигля;

$J_e(r)$ – плотность электронного тока.

В случае максвелловской функции распределения электронов плазмы по скоростям

$$J_e = \frac{1}{4} e n_p \sqrt{\frac{8 T_e}{\pi m_e}},$$

где n_p – плотность плазмы;

T_e – температура электронов плазмы;

m_e – масса электронов плазмы.

При нарушении условия (1) прикладываемое между тиглем и плазмой напряжение будет сбрасываться плазмой в катодную область источника плазмы.

По мере разогрева тигля электронным пучком с поверхности формируется поток нейтральных атомов испаряемого вещества, часть которых ионизируется электронным ударом. Рождающиеся ионы ускоряются электрическим полем слоя навстречу электронам, появляется биполярный ток.

Максимальная плотность тока через слой в линейной геометрии, определяется соотношением Ленгмюра [10].

$$\frac{j_i}{j_e} = \sqrt{\frac{m_e}{M}}, \quad (2)$$

где j_i – плотность ионного тока;

j_e – плотность электронного тока;

m_e и m_i – масса электрона и иона соответственно.

Поскольку плотность электронного тока определяется параметрами газоразрядной плазмы, которые зависят от режима работы источника плазмы, то

плотность ионного тока также является детерминированной.

Как только скорость генерации ионов у поверхности достигнет такой величины, что число рождающихся частиц будет превышать число частиц уходящих через слой, то между слоем пространственного заряда и поверхностью анода возникнет слой плазмы – термоионная плазма и первоначальный слой отрицательного объемного заряда превратится в двойной электрический слой [11] на фронте анодной плазмы.

Скорость генерации заряженных частиц в приповерхностной плазме определяется, главным образом, концентрацией нейтральных атомов испаряемого вещества в приповерхностном слое, которая, в свою очередь, зависит от температуры тигля.

Температура тигля определяется мощностью электронного пучка

$$P_e = I_m \cdot U_{cl},$$

где U_{cl} – разность потенциалов между плазмой и тиглем.

С развитием процессов испарения и ионизации при дальнейшем разогреве тигля, ввиду того, что не все рождающиеся ионы могут пройти через ДС из-за его ограниченной токопроводности, за счет газокINETического давления плазмы будет происходить процесс “отжимания” ДС от поверхности тигля.

В случае неизменного напряжения, подаваемого на тигель, отход ДС от поверхности тигля сопровождается увеличением внешней поверхности слоя и увеличением мощности электронного пучка и, следовательно, температуры тигля.

Рост температуры тигля вызывает повышение скорости испарения вещества, рост приповерхностной концентрации нейтральных атомов и увеличение скорости генерации заряженных частиц. Это приводит к росту объема приповерхностной плазмы и, как следствие, к еще большему удалению ДС от тигля, увеличению поверхности и росту тока на тигель.

Такой процесс будет продолжаться до тех пор, пока не будет нарушено соотношение (1), что приведет к нарушению условий существования ДС. При этом прекращается разогрев тигля, его температура падает, концентрация нейтральных атомов быстро уменьшается и генерация приповерхностной плазмы прекращается. Лишь при восстановлении первоначальных условий процесс повторяется. В этом случае имеет место импульсный режим, который не всегда подходит для технологических целей.

Для поддержания разряда в стационарном режиме необходимо стабилизировать мощность разогрева тигля, что в случае увеличения тока на тигель (при отходе ДС) должно сопровождаться снижением напряжения между плазмой и тиглем. Это возможно при падающей вольт-амперной характеристике источника питания тигля, что достигается, например, вводом в цепь питания тигля балластного сопротивления. Тогда рост тока на тигель будет сопровождаться снижением энергии электронного пучка за счет увеличения напряжения на балластном сопротивлении. Таким образом, можно подобрать мощность разогрева тигля, при которой будет выполняться условие (2) без нарушения условия (1).

2. Модель системы термоионного испарения с плазменным эмиттером электронов

Для построения математической модели системы отдельно рассмотрим генерацию и уход ионов в приповерхностном слое, влияние температуры тигля на баланс частиц у поверхности, зависимость температуры тигля от баланса энергий, динамику двойного слоя при различных параметрах системы.

2.1. Генерация ионов испаряемого вещества в приповерхностном слое у тигля

В работе предполагается, что ионизация атомов рабочего вещества происходит под действием электронного удара. Ввиду малого разброса частиц по энергиям по сравнению с ускоряющим напряжением

($T_i, T_e \ll W_{be} = eU_{cl}$), задачу можно рассматривать в МГД-приближении. В стационарном случае генерация и уход ионов для однократно ионизованных атомов описывается уравнением непрерывности

$$\operatorname{div} \vec{j}_i(\vec{r}) = e v_i(\vec{r}) n_{be}(\vec{r}),$$

где $\vec{j}_i(\vec{r})$ – плотность ионного тока в данной точке пространства;

e – заряд электрона;

$v_i(\vec{r})$ – частота ионизации;

$n_{be}(\vec{r})$ – концентрация электронов пучка, формируемого в приповерхностном слое.

Пренебрегая зависимостью сечения ионизации σ_i от энергии, частоту ионизации можно представить в виде

$$v_i(\vec{r}) = v_{be}(\vec{r}) \sigma_i n_a(\vec{r}),$$

где $v_{be}(\vec{r})$ – скорость электронов пучка;

$n_a(\vec{r})$ – концентрация нейтральных атомов.

Поскольку, в условиях низкого давления плотность испаряемых атомов рабочего вещества в приповерхностном слое у тигля существенно превосходит концентрацию атомов остаточного газа, то в дальнейшем под $n_a(\vec{r})$ подразумевается плотность испаряемых атомов в данной точке пространства.

Наблюдаемая в эксперименте область интенсивной ионизации вблизи тигля имеет, как правило, шарообразную форму. Кроме того, при отсутствии смачивания расплавленный металл так же имеет форму шара за счет сил поверхностного натяжения для тигля небольших размеров. Поэтому, при построении математической модели рассматривается сферическая система координат.

В случае сферически симметричной системы уравнение непрерывности можно представить в виде

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \cdot J_i(r)) = J_{be}(r) \cdot \sigma_i \cdot n_a(r), \quad (3)$$

где $J_{be}(r) = e \cdot v_{be}(r) \cdot n_{be}(r)$ – плотность тока пучка электронов.

Полагая малую степень ионизации испаряемого вещества, распределение концентрации нейтральных атомов $n_a(r)$ по радиусу для сферически симметричной системы можно оценить из уравнения непрерывности

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \cdot F_a(r)) = 0,$$

где $F_a(r)$ – плотность потока нейтральных атомов испаряемого вещества.

В качестве граничного условия выбирается плотность потока атомов на испаряющей поверхности радиуса r_m , что в случае максвелловской функции распределения частиц по скоростям определяется выражением $F_a(r_m) = n_a(r_m) \cdot v_a / 4$, где $n_a(r_m)$ – концентрация атомов у поверхности испаряемого материала, $v_a = \sqrt{8 k T_a / \pi M_a}$ – средняя арифметическая скорость.

Пренебрегая изменением температуры атомов в пространстве, учитывая граничное условие, после интегрирования получаем распределение концентрации нейтральных атомов $n_a(r)$ вблизи испаряющей поверхности

$$n_a(r) = n_a(r_m) (r_m / r)^2 \quad (4)$$

В условиях низких давлений и невысоких концентраций пара пространственное распределение плотности тока электронного пучка также можно получить из уравнения непрерывности в аксиально-симметричном случае

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \cdot J_{be}(r)) = 0.$$

Учитывая, что величина плотности тока пучка $J_{be}(r_{cl})$ на внешней границе слоя соответствует значению плотности тока электронов плазмы J_{pe} , после интегрирования получаем

$$J_{be}(r) = J_{pe} (r_{cl} / r)^2. \quad (5)$$

После подстановки выражений (4) и (5) уравнение (3), описывающее плотность потока ионов испаряемого вещества в сторону газоразрядной плазмы примет окончательный вид:

$$\frac{1}{r^2} \cdot \frac{d}{dr} \cdot (r^2 \cdot J_{ia}) = J_{pe} \sigma_i n_a(r_m) \cdot \left(\frac{r_m}{r}\right)^2 \cdot \left(\frac{r_{cl}}{r}\right)^2.$$

Проинтегрировав данное выражение по r от r_m до r_{cl} с учетом того, что при $r = r_m$ плотность тока ионов J_{ia} равна 0 (все рождающиеся в слое ионы движутся от тигля к внешней границе слоя), получаем:

$$J_{ia} = J_{pe} \cdot \sigma_i \cdot n_a(r_m) \cdot r_m^2 \cdot \left(\frac{1}{r_m} - \frac{1}{r_{cl}}\right).$$

Для безразмерной толщины слоя $\xi = r_{cl}/r_m$, получаем

$$\frac{J_{ia}(\xi)}{J_{pe}} = \sigma_i \cdot n_a(r_m) \cdot r_m \cdot \frac{\xi - 1}{\xi} \quad (6)$$

2.2. Влияние баланса мощности на тигле на концентрацию атомов в приповерхностном слое

Концентрация атомов у поверхности испаряемого вещества $n_a(r_m)$, входящая в выражение (6) существенным образом зависит от температуры тигля, которая, в свою очередь, определяется подводимой мощностью. Баланс энергии можно записать в виде $P_e = P_{изл} + P_{пар} + P_T + P_{ион}$,

где P_e – мощность подводимая к тиглю приповерхностным электронным пучком;

$P_{изл}$ - мощность, отводимая за счет излучения;

$P_{пар}$ – мощность, затрачиваемая на испарение рабочего вещества;

P_T - мощность, отводимая за счет теплопроводности конструкции;

$P_{ион}$ - мощность, затрачиваемая на ионизацию испаренных атомов в слое.

Как показывают простые оценки для температур тигля свыше 2000 °С, более 90% мощности расходуется на излучение $P_{изл}$. Поэтому, для оценочных расчетов вкладом остальных членов вполне можно пренебречь. Мощность излучения можно оценить из закона Стефана-Больцмана $P_{изл} = S_m \cdot \sigma \cdot T_m^4$, где S_m – общая площадь поверхности тигля, σ - постоянная Стефана-Больцмана, T_m - температура тигля.

Мощность P_e , подводимая к тиглю, определяется выражением $P_e = I_{be} \cdot U_0 - I_{be}^2 \cdot R_b$,

где I_{be} – ток приповерхностного электронного пучка;

U_0 – ЭДС источника питания;

R_b – балластное сопротивление в цепи питания тигля.

В случае однородной плазмы $I_{be} = J_{pe} \cdot S_{cl} = 4\pi r_{cl}^2 J_{pe}$.

Таким образом, уравнение баланса энергий для сферического тигля радиусом r_m преобразуется к виду: $4\pi r_{cl}^2 J_{pe} (U_0 - 4\pi r_{cl}^2 J_{pe} R_b) = 4\pi r_{cl}^2 \cdot \sigma \cdot T_m^4$. С учетом безразмерного радиуса слоя ξ температура тигля определяется выражением

$$T_m = \sqrt[4]{\frac{1}{\sigma} \xi^2 J_{pe} (U_0 - 4\pi r_m^2 \xi^2 J_{pe} R_b)}. \quad (7)$$

Согласно [12], давление насыщенного пара определяется выражением $p = A \cdot e^{\alpha T_m}$, где A и α - коэффициенты, характерные для определенного типа испаряемого материала. Их значения для некоторых элементов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Значения коэффициентов для расчета давления насыщенных паров металлов при термоиспарении

Металл	$\alpha \cdot 10^{-2}$	A
Al	1,957	$2,615 \cdot 10^{-12}$
Cu	1,933	$1,356 \cdot 10^{-12}$
Fe	1,736	$3,144 \cdot 10^{-12}$
Ni	1,586	$1,268 \cdot 10^{-11}$
Ti	1,46	$1,769 \cdot 10^{-12}$
Mn	2,312	$7,544 \cdot 10^{-15}$
Cr	1,983	$6,772 \cdot 10^{-16}$
Co	1,716	$5,73 \cdot 10^{-15}$

Из выражения для газокINETического давления, приравняв температуру пара температуре тигля, получаем значение концентрации атомов у испаряемой поверхности:

$$n_a(r_m) = \frac{A}{k T_m} e^{\alpha T_m}.$$

Тогда подставив это в выражение (6), получим:

$$\frac{J_{ia}}{J_{ip}} = \sigma_i \mu \frac{A}{kT} e^{\alpha T_m} \cdot r_m \frac{\xi - 1}{\xi}. \quad (8)$$

2.3. Начальная толщина двойного слоя

Стабилизация двойного слоя наступает, когда сравниваются концентрации термоионной анодной плазмы и газоразрядной плазмы на границах слоя. Или, другими словами, сравниваются потоки ионов рабочего вещества с испаряемого анода и ионов из газоразрядной плазмы. Тогда условием стабилизации будет

$$J_{ia}/J_{ip} = 1. \quad (9)$$

Рассмотрим начальный момент, когда образовавшийся у поверхности анода ДС начинает отходить от анода. При этом еще выполняется условие (9). Тогда выражение (8) примет вид

$$1 = G \frac{e^{\alpha T_m}}{T_m} \cdot r_m \frac{\xi - 1}{\xi}, \quad (10)$$

где $G = \frac{\sigma_i \mu A}{k}$

Толщина двойного слоя $l_{cl} = r_{cl} - r_m$ или через выше введенные обозначения $l_{cl} = r_m (\xi - 1)$. С другой стороны из закона "3/2"

$$l_{cl} = \sqrt{\frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \cdot \frac{U^{3/2}}{J_{ep}}} = \sqrt{\frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \cdot \frac{U^{3/2}}{\mu J_{ip}}},$$

где U – падение напряжения в ДС.

Приравняем правые части последних выражений и выразим U .

$$U = \sqrt[3]{(9\pi \mu J_{ip} r_m^2 \cdot (\xi - 1)^2) \cdot (m_e/2e)}.$$

Обозначив $B = \sqrt[3]{(9\pi \mu J_{ip})^2 \cdot (m_e/2e)}$ получим

$$U = B \cdot \sqrt[3]{(r_m^2 \cdot (\xi - 1)^2)}. \quad (11)$$

Заметим, что в выражении для температуры анода (7) множитель $(U_0 - 4\pi r_m^2 \mu \xi^2 J_{ip} R_b)$ определяет падение напряжения на двойном слое.

Следовательно,

$$U = U_0 - 4\pi r_m^2 \mu \xi^2 J_{ip} R_b. \quad (12)$$

Подставив правую часть уравнения (12) в (7) получим соотношение для температуры анода в следующем виде:

$$T_m = \sqrt[4]{\frac{1}{\sigma} \xi^2 \mu J_{ip} B \cdot \sqrt[3]{(r_m^2 \cdot (\xi - 1)^2)^2}}. \quad (13)$$

Подставляем (13) в (10). Условие стабилизации примет вид

$$1 = \frac{G e^{\alpha \sqrt[4]{\frac{1}{\sigma} \xi^2 \mu J_{ip} B \cdot \sqrt[3]{(r_m^2 \cdot (\xi - 1)^2)^2}}}}{\sqrt[4]{\frac{1}{\sigma} \xi^2 \mu J_{ip} B \cdot \sqrt[3]{(r_m^2 \cdot (\xi - 1)^2)^2}}} \cdot r_m \frac{\xi - 1}{\xi}. \quad (14)$$

Полученное уравнение решается численно относительно ξ . Решением данного уравнения является начальная толщина ДС $l_{cln} = \xi_n \cdot r_m$, при которой слой стабилизирован у анода. ЭДС источника питания U_0 в этом случае запишется в виде

$$U_0 = U_{cln} + 4\pi r_m^2 \mu \xi_n^2 J_{ip} R_b, \quad (15)$$

где U_{cln} – падение потенциала на ДС для пороговой толщины ξ_n .

При увеличении J_{ia} , когда $J_{ia} > J_{ip}$, слой начинает отходить от анода. Падение напряжения на ДС описано уравнением (12). Подставим в (12) правую часть выражения (15).

Получаем

$$U_0 - 4\pi r_m^2 \mu \xi^2 J_{ip} R_b = U_{cln} - 4\pi r_m^2 \mu J_{ip} R_b (\xi^2 - \xi_n^2).$$

Подставляем правую часть полученного выражения в уравнение для температуры тигля (8).

Тогда с учетом (8) выражение (7) примет следующий вид:

$$\frac{J_{ia}}{J_{ip}} = \frac{G r_m \frac{\xi - 1}{\xi} \cdot e^{\alpha \sqrt[4]{\frac{1}{\sigma} \xi^2 \mu J_{ip} (U_{cln} - 4\pi r_m^2 \mu J_{ip} R_b (\xi^2 - \xi_n^2))}}}{\sqrt[4]{\frac{1}{\sigma} \xi^2 \mu J_{ip} (U_{cln} - 4\pi r_m^2 \mu J_{ip} R_b (\xi^2 - \xi_n^2))}}.$$

Совместное решение полученного уравнения относительно переменной ξ ($\xi > \xi_n$) с условием стабилизации (9) характеризует поведение ДС у поверхности анода.

2.4. Обсуждение результатов

На рис. 1 представлены кривые J_{ip}/J_m , рассчитанные для различных R_b . Видно, что при малых R_b (кривая 1) происходит нарушение условия (1) за счет резкого разогрева анода и сброс напряжения на ДС в катодную область генератора плазмы. При больших R_b мощности разогрева недостаточно для образования у анода плотной термоионной плазмы и ДС не образуется.

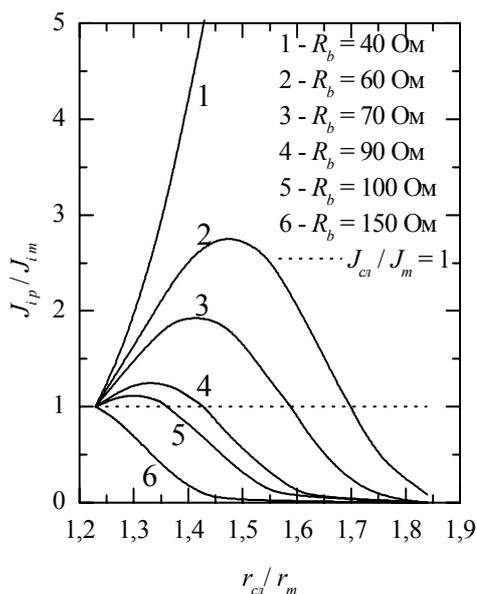


Рис. 1. Поведение ДС на фронте анодной плазмы при различных балластных сопротивлениях.

В случае, представленном на рисунке кривыми 2-5, падение напряжения на балластном сопротивлении позволяет сбалансировать мощность нагрева анода за счет увеличения внешней поверхности ДС и дает точку его стабилизации.

Кроме того, при изменении R_b в пределах существования точки стабилизации ДС, изменяется ширина слоя ξ . Таким образом можно управлять величиной падения напряжения U на ДС (11), а значит и энергией ионного потока рабочего вещества.

Литература

1. Дороднов А.М., Кузнецов А.Н., Петросов В.А.. О новом типе вакуумной дуги в парах анода с не-

расходуемым полым катодом // Письма в ЖТФ. – 1979. – Т. 5, вып. 16. – С. 1001-1006.

2. Саенко В.А. Устройства термоионного осаждения // Приборы и техника эксперимента. – 1985. – № 3. – С. 9-20.

3. Никитский В.А., Гапоненко А.Т., Журавлев Б.И. Источник потока ионизированных паров металлов // ISVTE-III. – X., 1999. – 120 с.

4. Ehrich H., Schuhmann J., Musa G. Adhesive metal films obtained by thermoionic vacuum arc (TVA) deposition // Thin Solid Films. – 1998. – № 333. – P. 95-102.

5. Данилин Б.С. Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких пленок. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 328 с.

6. Зиновьев Д.В., Целуйко А.Ф., Юнаков Н.Н. Термоионное осаждение пленок в отражательном дуговом разряде // Вісник харківського університету. Сер. фізична “Ядра, частинки, поля”. – 1998. – № 421. – С. 56-61.

7. Zinoviev D.V., Tseluyko A.F., Chunadra A.G. The formation of low energy ion beams in the arc discharge // J. Tech. Phys. – 1999. – V. XL, № 1. – P. 263-266.

8. Bohm D. // Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields. – New York, 1949.

9. Andersson D. Double layer formation // Plasma Phys. – 1982. – Vol. 24, № 6. – P. 639-660.

10. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. – М.: Наука, 1971. – С. 338-340.

11. Blok L.P. Potential double layers in the ionosphere // Cosmic Electrodon. – 1972. – Vol. 3, № 2. – P. 349-376.

12. Евстигнеев С.И., Ткаченко А.А. Катоды и подогреватели электровакуумных приборов. – М.: Высш. шк., 1975. – 30 с.

Поступила в редакцию 29.05.2008

Рецензент: д-р физ.-мат. наук, проф. А.А. Бизюков, Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Харьков.