

УДК 537.525

Модель приэлектродных процессов в магнетронных распылительных устройствах

Р. Ш. Басыров

Казанский государственный технический университет им. А. Н. Туполева, г. Казань, Россия

Н. Ф. Кашапов, Г. С. Лучкин

Казанский государственный технологический университет, г. Казань, Россия

Предложена модель прикатодной области электрического разряда магнетронного типа с учетом процессов вторичной эмиссии электронов, ионизации атомов, поля объемного заряда ионов. Учитывается зависимость коэффициента ионизации от энергии электронов и напряженности электрического поля. Получена зависимость плотности тока на катоде от параметров разряда (прикатодного падения потенциала, индукции магнитного поля и др.). Полученные результаты могут быть использованы для оптимизации скорости осаждения пленок.

Магнетронные распылительные системы имеют широкие возможности при изготовлении тонкопленочных покрытий с различными физико-механическими свойствами. Изменение параметров разряда магнетронной системы позволяет регулировать характеристики наносимых пленок. Это открывает возможность получения покрытий с новыми свойствами из различных материалов. В данной работе предлагается модель

прикатодной области разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях, на основе которой можно произвести расчет вольт-амперной характеристики разряда и скорости распыления материала катода. Отличительной особенностью данной модели от ранее рассматриваемых моделей, например в [1], является учет зависимости коэффициента ионизации от энергии электронов и напряженности электрического поля.

Результаты исследований свидетельствуют о существенном влиянии скорости осаждения пленок в магнетронных устройствах на формирование структуры напыленных покрытий. Скорость осаждения определяется скоростью распыления v_p , геометрией системы, в том числе расстоянием до подложки l и рабочим давлением. При допущении равномерного распределения тока на поверхности катода скорость распыления может быть выражена для планарного магнетрона в виде

$$v_p \approx q/\rho\tau,$$

где q — плотность материала, распыляемого с единицы площади катода;

ρ — плотность пленки;

τ — время распыления.

При распылении в аргоне

$$q = \frac{j_+ \delta \tau A}{eN},$$

тогда

$$v_p = \frac{j_+ \delta A}{eN\rho},$$

где j_+ — плотность ионного тока на катоде;

δ — коэффициент распыления;

A — атомная масса распыляемого материала;

N — число Авогадро.

Плотность ионного тока связана с толщиной темного катодного пространства (ТКП) d и падением потенциала U в ТКП законом Чайлда-Ленгмюра, а также с плотностью электронов n_e в плазме и их температурой T_e уравнением Бома

$$j_+ = 8,6 \cdot 10^{-9} \left(\frac{40}{M} \right)^{1/2} \left(\frac{U^{3/2}}{d^2} \right) + 1,48 \cdot 10^{-16} n_e \left(\frac{40T_e}{M} \right)^{1/2}, \text{ А / м}^2.$$

Запишем систему уравнений непрерывности для электронной и ионной компонент тока и уравнение Пуассона, учитывающее искажение электрического поля в межэлектродном пространстве в результате действия объемного заряда. Для одномерной задачи в случае, когда плоский катод помещен в начало координат ($x = 0$), имеем

$$\frac{d(n_e v_e)}{dx} = \alpha v_e n_e - \beta n_e n_+; \quad (1)$$

$$-\frac{d(n_+ v_+)}{dx} = \alpha v_+ n_+ - \beta n_+ n_+; \quad (2)$$

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_+ - n_e); \quad (3)$$

$$v_e = \mu_e E; \quad (4)$$

$$v_+ = \mu_+ E, \quad (5)$$

где n_+ , n_e , v_+ , v_e , μ_+ , μ_e — концентрации, дрейфовые скорости и подвижности ионов и электронов, соответственно;

E — напряженность электрического поля;

β — коэффициент рекомбинации;

ε_0 — диэлектрическая постоянная;

e — элементарный заряд.

При записи системы уравнений (1)–(5) не учитывалась диффузия заряженных частиц, так как в катодном слое нормального и аномального тлеющего разрядов диффузией зарядов можно пренебречь [2]. Ионизационные процессы учтены через коэффициент Таунсенда α , а рекомбинационные — через эффективную константу рекомбинации β .

В смесях электроотрицательных газов значительную роль в убыли электронов может играть прилипание электронов к нейтральным атомам. Чтобы учесть прилипание, необходимо записать еще одно уравнение для баланса отрицательных ионов. При этом система усложняется и решения теряют наглядность, поэтому в дальнейшем обсуждаются результаты для газов, в которых прилипание не оказывает заметного влияния на характеристики разряда.

Плотности электронной и ионной компонент тока определяются как

$$j_e = en_e v_e; \quad (6)$$

$$j_+ = en_+ v_+. \quad (7)$$

Плотность полного тока будет

$$j = j_e + j_+. \quad (8)$$

Ограничимся рассмотрением катодного падения потенциала как функции плотности тока, тогда зависимость $j(U_k)$ будет, по существу, аналогом вольт-амперной характеристики разряда. Для разрядов при низких давлениях, характерных магнетронным системам (0,1–1 Па), катодный слой характеризуется избытком положительных ионов и высокой напряженностью электрического поля, поэтому обычно пренебрегают процессом рекомбинации и полагают $\beta n_+ n_e = 0$ [3].

Граничные условия, необходимые для решения системы (1)–(8), записываются в виде

$$j_+(0) = \gamma j_e(0); \quad (9)$$

$$U_k = \int_0^{l_k} E(x) dx, \quad (10)$$

где l_k — длина катодного слоя;

γ — обобщенный коэффициент вторичной диффузии под действием ионов и фотонов.

Пусть в катодном слое искажение электрического поля определяется в основном пространственным зарядом положительных ионов $n_+ \gg n_e$ [3], тогда уравнение Пуассона (3) запишется в виде

$$-\frac{\epsilon_0 v_+(x)}{j} \frac{dE}{dx} = \frac{j_+(x)}{j} \quad (11)$$

Делая замену переменных $z = \frac{\epsilon_0 v_+(x)}{j} \frac{dE}{dx}$, придем к уравнению с разделяющимися переменными

$$\frac{z}{1+z} dz = \frac{\epsilon_0 \alpha v_+(x)}{j} dE, \quad (12)$$

с соответствующими граничными условиями

$$z(0) = -\frac{j_+(0)}{j} = -\frac{1}{\gamma + 1};$$

$$z(l_k) = -\frac{j_+(l_k)}{j} \approx 0.$$

Тогда после интегрирования уравнение (12) примет вид

$$\begin{aligned} \frac{j}{p^2} &= -\frac{\epsilon_0}{2\gamma - 1 - \ln \gamma} \frac{E(0)}{E(l_k)} \frac{\alpha}{p} v_+ + \frac{dE}{p} = \\ &= -\frac{\epsilon_0}{2\gamma - 1 - \ln \gamma} \int_{E(l_k)}^{E(0)} \frac{v_i \mu_+ E}{p \mu_e} \frac{dE}{p}. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь p — давление газа;

$v_i = \mu_e \alpha$ — коэффициент ионизации.

Так как α/p и v_+ являются функциями E/p , то из уравнения (13) следует, что напряженность электрического поля связана с плотностью тока и давлением законом подобия $E(0)/p = F(j/p^2)$.

В магнетронной системе магнитное поле увеличивает траекторию движения электронов в межэлектродном промежутке, следовательно, возрастает и число столкновений с атомами рабочего газа. В присутствии магнитного поля поперечная подвижность электронов

$$\mu_e = \frac{e\tau_e}{(1 + \omega_e^2 \tau_e^2) m_e},$$

где τ_e — среднее время между столкновениями электронов с атомами;

$\omega_e = eB/m_e$, m_e — масса электрона;

B — индукция магнитного поля.

Для интегрирования в (13) необходимо знать зависимость $v_i(E)$, а для учета этой зависимости — функцию распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ). В предположении, что преоб-

ладают только упругие столкновения электронов с нейтральными атомами, в [4] приводится изотропная часть ФРЭЭ в виде

$$j^{(0)}(v_e) = c \exp x$$

$$x = \left\{ \int \frac{m_e v_e dv_e}{\frac{m_e}{3} \left(\frac{e\lambda_e}{m_e v_e} \right)^2 E^2 \left[1 + \left(\frac{e\lambda_e}{m_e v_e} \right)^2 B^2 \right]^{-1} + kT} \right\},$$

где m_e — масса атома;

λ_e — средняя длина свободного пробега электронов, в общем случае $\lambda_e = \lambda_e(v_e)$;

T — температура нейтралов;

k — постоянная Больцмана;

c — нормировочная постоянная.

Если предположить, что $\tau_e = \lambda_e / v_e = \text{const}$, то

$$j^{(0)}(v_e) = c \exp \left(\frac{m_e v_e^2 / 2}{\theta + kE} \right),$$

$$\text{где } \theta = \frac{m_e \left(\frac{ek_e E}{m_e} \right)^2}{1 + \omega_e^2 \tau_e^2}.$$

Температура электронов $T_e = T + \theta/k$. Изотропной частью ФРЭЭ будем пренебрегать. Средняя энергия электронов

$$w_e = \frac{3}{2} kT_e = \frac{m_e}{2} \left(\frac{E}{B} \right)^2 \frac{\beta^2}{1 + \beta^2} + \frac{3}{2} kT,$$

$$\text{здесь } \beta = \frac{e\tau_e B}{m_e} = \omega_e \tau_e.$$

Согласно [5] частота ионизации v_i зависит от T_e следующим образом:

$$v_i = A p \left(\frac{273}{T} \right) \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}} p \left(-\frac{e\phi_i}{kT_e} \right), \quad (14)$$

где A — коэффициент, зависящий от рода газа;

ϕ_i — потенциал ионизации атомов газа.

Обозначим $\xi = kT/\theta$. Тогда

$$T_e = T \frac{1 + \xi}{\xi}. \quad (15)$$

Так как $T_e \gg T$, то $\xi \ll 1$.

Подставим (15) в (14) и разложив по степеням ξ [6], получим

$$v_i = A p \left(\frac{273}{T} \right) \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}} \left[\frac{1}{\sqrt{\xi}} - \left(\frac{e\phi_i}{kT} - \frac{1}{2} \right) \sqrt{\xi} + \dots \right]. \quad (16)$$

Для распределения напряженности электрического поля примем линейную зависимость от x [7]:

$$E(x) = E_0(1-x/l_k). \quad (17)$$

В соответствии с (10) для прикатодного падения потенциала получим

$$U_k = E_0 l_k / 2. \quad (18)$$

Удерживая первые два члена в (16) и учитывая (17) ($E_k = 0$), произведем интегрирование в (13)

$$j = -\frac{\varepsilon_0}{2\gamma - 1 - \ln \gamma} A p \left(\frac{273}{T} \right) \sqrt{\frac{8}{\pi}} \frac{\mu_+}{\mu_e} \left[\frac{e\tau_e}{3\sqrt{3}m_e \sqrt{1 + \beta^2}} \times \right. \\ \left. \times E_0^3 - \sqrt{3}kT \sqrt{1 + \beta^2} \left(\frac{e\phi_i}{kT} - \frac{1}{2} \right) E_0 \right].$$

Учитывая (18), можно записать

$$j = A_1 \frac{U_k}{l_k} \left(\frac{U_k^2}{l_k^2} - A^2 \right), \quad (19)$$

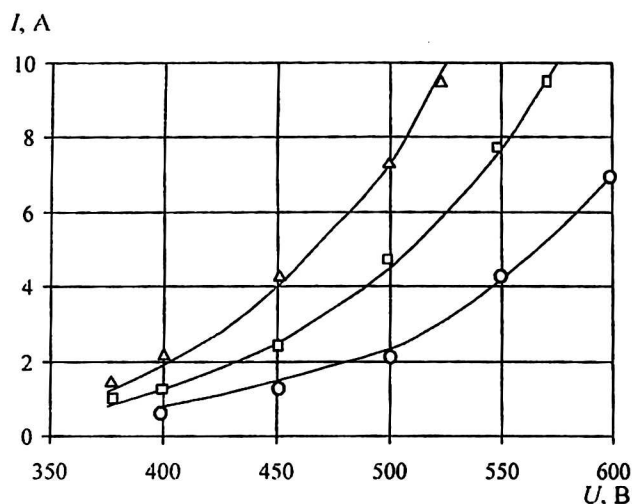
где A_1 и A_2 — коэффициенты, зависящие от p , T , V , γ и рода рабочего газа.

Из уравнений (1), (8) и (9) следует условие самоподдержания разряда

$$\gamma \left[\exp \left(\int_0^{l_k} a dx \right) - 1 \right] = 1. \quad (20)$$

Ограничиваясь в (16) двумя членами разложения и учитывая (17), (18), получим, что уравнение (20) дает связь между длиной прикатодной области l_k и катодным падением потенциала U_k . Отсюда следует, что (19) с учетом (18) и (20) приводит к зависимости плотности тока на катоде от U_k и индукции магнитного поля. В магнетронных распылительных устройствах все падение напряжения U происходит в основном в прикатодной области, т. е. $U \approx U_k$. На основе (19) и (20) может быть построена аппроксимация ВАХ разряда и определена зависимость скорости распыления от параметров разряда. Уравнение (20) является трансцендентным и для его решения необходимо привлекать численные методы. На рисунке приведены зависимости тока разряда от напряжения в магнетронной распылительной установке при различных давлениях

рабочего газа и их аппроксимация по данной методике.



Зависимости тока разряда от напряжения при различных давлениях рабочего газа:

○ — $p = 0,1$ Па; □ — $p = 0,25$ Па; △ — $p = 0,3$ Па
(эксперимент [6])

Заключение

Предложена модель прикатодной области электрического разряда магнетронного распылительного устройства с учетом вторичной эмиссии электронов, процессов ионизации и поля объемного заряда положительных ионов. Получена зависимость плотности тока на катоде от катодного падения потенциала, индукции магнитного поля, рода рабочего газа для различных давлений и температуры мишени с учетом зависимости коэффициента ионизации от энергии электронов и напряженности электрического поля.

На основе данной модели рассчитана скорость распыления титановой мишени, что позволило добиться оптимальной толщины высокоотражающего покрытия на АВС пластика.

Литература

1. Зиганшин Р. Р., Исрафилов З. Х., Кашанов Н. Ф. О прикатодной области тлеющего разряда // Физика газового разряда. Межвуз. сб. науч. тр. — Казань, 1993. С. 13—20.
2. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. — М.: Гостехиздат. 1952. — 432 с.
3. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. — М.: Наука, 1980.
4. Ней Х. Нагревание электронного газа полем Холла в МГД-генераторах // В сб. Магнитогазодинамические генераторы электрической энергии / Под ред. В. А. Попова. — М., 1963. — 305 с.

5. Ленерт Е. Плазма космического и лабораторного масштаба/В сб. Физика плазмы и магнитная гидродинамика. — М.: ИЛ, 1961. — 65 с.

6. Басыров Р. Ш., Зиганшин Р. Р. К теории аномального тлеющего разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях//Вакуумная техника и технология. 1997 Т. 7. № 3. С. 38—40.

7. Ульянов К. Н. Теория нормального тлеющего разряда при средних давлениях. // Теплофизика высоких температур. 1972. Т. 10. № 5. С. 931—938.

8. Галяутдинов Р. Т., Кашипов Н. Ф., Лучкин Г. С. Технология напыления высокоотражающих покрытий на изделия из АБС-пластика//ИФЖ, 2002. Т. 75. № 5. С. 170—173.

Model of near-electrode processes in magnetron spray devices

R. S. Basyrov

A. N. Tupolev Kazan State Technical University, Kazan, Russia

N. F. Kashapov, G. S. Luchkin

Kazan State Technological University, Kazan, Russia

The model of a near-cathode area for the magnetron electric discharge is offered in view of processes of secondary a.f. emission of electrons, ionization of atoms, and a field of a bulk charge of ions. The dependence of an ionization rate on energy of electrons and electric intensity is allowed. The dependence of a current density on the cathode from parameters of the discharge (a near-cathode voltage drop, an induction of a magnetic field etc.) is obtained. The obtained results can be utilised for optimization of the fall velocity of films.