

ЗАВИСИМОСТЬ МЕЖДУ СКОРОСТЬЮ РАСПЫЛЕНИЯ МАТЕРИАЛА И ИНТЕНСИВНОСТЬЮ ЛИНИЙ СПЕКТРА ПЛАЗМЫ ПРИ МАГНЕТРОННОМ РАСПЫЛЕНИИ

А.Н. Ломанов, Э.И. Семенов

Рыбинская государственная авиационная технологическая академия имени П. А. Соловьева
Россия, 152934, г. Рыбинск, ул. Пушкина, 53

В настоящее время тонкопленочные покрытия используются практически во всех отраслях промышленности. К качеству этих покрытий предъявляются все более жесткие требования. Из-за этого актуальными являются задачи создания и совершенствования методов контроля получения тонкопленочных покрытий. В данной статье рассмотрены процессы, происходящие при магнетронном распылении материала в вакууме. При прохождении потока распыляемого материала через облако плазмы магнетронного разряда часть его подвергается возбуждению, вследствие чего образуются фотоны, характерные данному распыляемому материалу. Количество образуемых фотонов зависит от скорости распыления мишени. Следовательно, если анализировать интенсивность отдельных спектральных линий плазмы, то можно определить скорость распыления мишени.

Предложена математическая модель, характеризующая зависимости между интенсивностью отдельных спектральных линий плазмы, скоростью распыления мишени и геометрическими параметрами магнетронной распылительной системы.

Введение

Осаждение материалов в вакууме является одной из эффективных технологий получения тонкопленочных покрытий, применяемых в машиностроении, приборостроении и электронике. В последнее время наибольшее распространение в этой сфере получили технологии ионно-плазменного распыления, в частности, планарные магнетронные распылительные системы.

Получение покрытий с заданными параметрами можно обеспечить контролем и управлением скоростью осаждения материала. Поэтому актуальной является задача непрерывного автоматизированного контроля и регулирования скорости осаждения покрытий.

Наиболее перспективным методом на данный момент является метод электронно-эмиссионной спектроскопии.

На основе данного метода предлагается способ оперативного контроля скорости распыления материала мишени магнетрона по интенсивности отдельных спектральных линий плазмы. Для получения зависимости между данными величинами разработана математическая модель магнетронной распылительной системы (МРС).

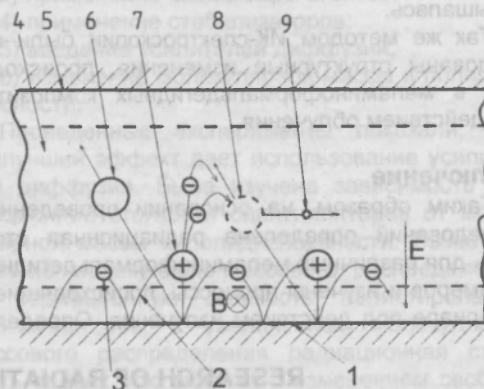
Математическая модель МРС

При низком давлении разряд в распылительной системе с холодным катодом поддерживается в основном за счет вторичных электронов, эмитируемых с катода под действием ионной бомбардировки. Выбитые из катода электроны ускоряются в области катодного темного пространства и с большими энергиями входят в область плазмы, где совершают ионизирующие столкновения с атомами рабочего газа до тех пор, пока не потеряют энергию или не попадут на анод.

Электроны, перемещаясь по сложным траекториям в области магнитной ловушки, совершают многократные столкновения с атомами рабочего газа и распыленными атомами. Следовательно, можно предположить, что основную роль в процессах образования и поддержания плазмы в МРС играют электроны.

Для удобства аналитического описания в первом приближении можно считать траектории электронов, эмитированных с катода, близкими к циклоиде.

Как показано на рис. 1, электрон, ускоряясь в области катодного темного пространства (КТП) по траектории, близкой к циклоидальной, удаляется от катода на расстояние h_c и попадает в область плазмы.



1 – катод-мишень; 2 – траектория вторичного электрона; 3 – электрон; 4 – плазма; 5 – анод; 6 – распыленный атом; 7 – ион; 8 – возбужденный атом; 9 – фотон

Рис. 1. Схема разрядного промежутка МРС

Величина h_c равна двум ларморовским радиусам:

$$r_{lc} = \frac{2mE}{ezB^2},$$

где m – масса частицы, кг; E – напряженность электрического поля, В/м; e – заряд электрона, Кл; z – кратность заряда частицы; B – напряженность магнитного поля, Т.

Если ширина КТП будет больше h_c , то практически все электроны с катода движутся в области КТП и не выходят в область отрицательного свечения плазмы, где они должны эффективно ионизировать газ. Если электрон не столкнется на своем пути с другой частицей, то он возвращается к катоду и может быть обратно захвачен им.

Вероятность захвата довольно велика, поскольку длина свободного пробега электрона значительно больше длины циклоиды. Однако из-за волновых процессов в плазме и неоднородности магнитного и электрического полей вероятность захвата уменьшается, и считают, что она составляет 0,5 [1].

Электроны, которые попадают в магнитную ловушку и не возвращаются на катод, совершают столкновения в плазме. При столкновениях происходят либо ионизация атомов, либо их возбуждение в зависимости от энергии электрона. После возбуждения частицы перешедший на более высокий энергетический уровень электрон обычно спустя некоторое время (порядка $10^{-7} - 10^{-8}$ с [2]) спонтанно «спускается» на более низкий уровень. Это сопровождается испусканием кванта света.

Для нахождения зависимости между скоростью распыления материала и интенсивностью излучения необходимо определить количество образуемых фотонов. Для этого найдем количество атомов, подвергаемых возбуждению в единицу времени. При этом будем считать, что все возбужденные атомы через время 10^{-7} с возвращаются в стационарное состояние, при переходе в которое образуется фотон. Поскольку при магнетронном распылении взаимодействуют только электроны и ионы низких энергий, то можно считать:

$$n_b = n_\phi, \quad (1)$$

где n_b – количество возбуждений за единицу времени; n_ϕ – количество образованных фотонов в единицу времени.

Найдем число возбуждений атомов. Для этого условно представим систему магнетронного распыления, как показано на рис. 2.

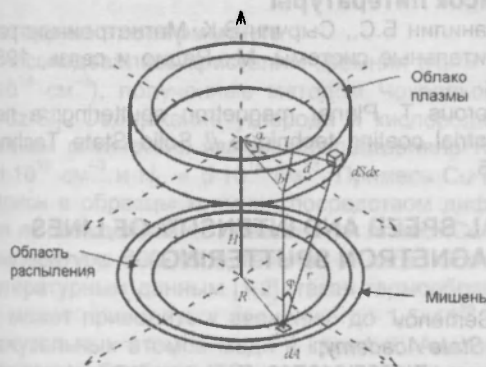


Рис. 2. Геометрическая схема модели магнетронной распылительной системы

Возбуждение распыляемых атомов происходит в плазме, которая имеет форму, близкую к тороидальной, и находится над распыляемой поверхностью мишени. Тогда, если разбить поток распыляемого вещества на совокупность элементарных потоков, каждому из них будет соответствовать определенный участок площадью dA мишени магнетрона. Концентрация частиц в элементарном пучке равна n , скорость перемещения пучка v постоянна. Выделим элементарный параллелепипед, основание которого равно площади dS , а длина dx . Тогда число частиц потока,

испытывающих возбуждение на пути dx за одну секунду, пропорционально плотности частиц плазмы, плотности частиц потока распыляемого вещества и длине пучка:

$$dn_b = \sigma_b v_\phi n_\phi N dx, \quad (2)$$

где dn_b – число частиц потока, испытывающих возбуждение, атом/с; σ_b – эффективное сечение возбуждения для отдельной частицы; $v_\phi n_\phi$ – число частиц потока, проходящих за одну секунду через единицу объема; N – концентрация частиц газа в плазме, атом/м³.

Принимая во внимание, что распыление атомов происходит под различными углами, необходимо учитывать расстояние от элемента распыления до точки элементарного объема в плазме, который пересекает пучок. Тогда выражение (2) примет вид

$$dn_b = \frac{f_b \sigma_b v_\phi n_\phi N}{\pi r^2} \cos^2 \varphi dx, \quad (3)$$

где φ – угол между нормалью к поверхности распыления и направлением распыления.

В то же время в плазме и в пучке распыляемого вещества имеется целый спектр скоростей частиц. Тогда их распределение определяется соответствующими функциями распределения $F(v_k)$. Эффективное сечение возбуждений зависит от скоростей частиц. Поэтому для вычисления сечений в плазме необходимо проводить усреднение их по всем скоростям (или энергиям), которыми обладают частицы. В этом случае выражение (3) можно записать в виде

$$dn_b = \sum_k \sum_l \frac{\langle f_{bkl} \sigma_{bkl} v_{kl} \rangle n_k N_l}{\pi r^2} \cos^2 \varphi dx, \quad (4)$$

где $f_{b11}\sigma_{b11}$, $f_{b12}\sigma_{b12}$, ..., $f_{bkl}\sigma_{bkl}$ – эффективное сечение возбуждения для отдельной частицы; n_1 , n_2 , ..., n_k – концентрация частиц в потоке, атом/м³; v_1 , v_2 , ..., v_k – скорости частиц в потоке, м/с; N_1 , N_2 , ..., N_l – концентрация частиц газа в единичном объеме, атом/м³.

Угловые скобки означают, что усреднения производятся по функциям распределения $F(v_1)$, $F(v_2)$, ..., $F(v_k)$:

$$\langle f_{bkl} \sigma_{bkl} v_{kl} \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} F(v_k) |V_k - V_l| f_{bkl} \sigma_{bkl} (V_k - V_l) dv_k, \quad (5)$$

где V_l – скорость частицы, с которой взаимодействует k -я частица потока.

Выражение (4) показывает количество возбужденных частиц распыленного вещества, попадающих в область плазмы $dSdx$ с участка мишени площадью dA за одну секунду.

Распределение распыленного вещества по плазме является центрально-симметричным и описывается одной переменной – расстоянием от центра l . Бесконечно тонкий кольцевой элемент поверхности мишени можно представить в виде $dA = R \cdot d\alpha \cdot dR$, где α – угол между l и проекцией R на плоскость нижнего края плазмы.

Количество возбуждений распыленных атомов в элементарном объеме плазмы за секунду:

$$dn_k = \sum_i \sum_j \frac{\langle f_{v_{ij}} \sigma_{v_{ij}} v_k \rangle n_k N_i}{\pi r^2} \frac{H^2}{r^2} dx. \quad (6)$$

Выразим расстояние r через переменные l, R, d, H, α :

$$r = \sqrt{H^2 + l^2 + R^2 - 2lR \cos \alpha}, \quad (7)$$

где $l^2 + R^2 - 2lR \cos \alpha = d^2$. Подставим выражение (7) в уравнение (6):

$$dn_{v_{31}} = \int_{R_1}^{\alpha} \sum_k \sum_l \frac{\langle f_{v_{kl}} \sigma_{v_{kl}} v_k \rangle n_k N_l}{\pi} \times \frac{H^2}{H^2 + l^2 + R^2 - 2lR \cos \alpha} R d\alpha dR. \quad (8)$$

Проинтегрировав это выражение, получим полное количество частиц распыленного вещества, подвергнутого возбуждению в единице объема за секунду:

$$dn_{v_{31}} = \frac{1}{\pi} \sum_k \sum_l \langle f_{v_{kl}} \sigma_{v_{kl}} v_k \rangle n_k N_l dx \times \int_{R_1}^{\alpha} \frac{H^2}{H^2 + l^2 + R^2 - 2lR \cos \alpha} R d\alpha dR. \quad (9)$$

После интегрирования выражения (9) по α получаем:

$$dn_{v_{31}} = 2 \sum_k \sum_l \langle f_{v_{kl}} \sigma_{v_{kl}} v_k \rangle n_k N_l dx \times \int_{R_1}^{\alpha} \frac{H^2 R}{[(H^2 + R^2 - l^2)^2 + (2lR)^2]^{3/2}} dR. \quad (10)$$

Для того чтобы узнать полное количество возбуждений атомов распыляемого вещества в плазме за одну секунду, необходимо проинтегрировать результат выражения (10) по всему объему:

$$n_k = \iiint_V \sum_k \sum_l \langle f_{v_{kl}} \sigma_{v_{kl}} v_k \rangle n_k N_l \times \int_{R_1}^{\alpha} \frac{H^2 R}{[(H^2 + R^2 - l^2)^2 + (2lR)^2]^{3/2}} dR dV. \quad (11)$$

После ряда преобразований, не приведенных здесь, получим полное количество распыляемых атомов мишени за одну секунду

$$n_n = \int_{R_1}^{R_2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} v_q n_q \cos \theta R d\theta d\gamma d\alpha dR = 4\pi^2 v_q n_q (R_2^2 - R_1^2), \quad (12)$$

где θ – угол между нормалью к мишени и направлением распыления; γ – угол между проекцией на плоскость мишени (ОХУ) направления распыления материала и осью Х; $d\alpha$ – угол, делящий окружность на сегменты; R_1, R_2 – радиусы распыляемого кольца, м.

Полное количество распыленных атомов в единицу времени:

$$n_n = \frac{4\pi^2 (R_2^2 - R_1^2) n_\phi}{K} \quad (13)$$

Если домножить выражение (13) на молярную массу материала мишени, то получим скорость распыления вещества по массе:

$$v_m = M_a n_n = \frac{4\pi^2 (R_2^2 - R_1^2) M_a n_\phi}{K} \quad (14)$$

Выводы

В работе получено выражение для полного количества распыленных атомов в единицу времени. Если регистрировать с помощью фотометра количество «рождаемых» за секунду фотонов, то можно определить скорость распыления материала мишени.

Список литературы

1. Данилин Б.С., Сырчин В.К. Магнетронные распылительные системы. М.: Радио и связь, 1982. 72 с.
2. Vorous T. Planar magnetron sputtering: a new industrial coating technique // Solid State Technol, 1976.

DEPENDENCE BETWEEN SPUTTERING MATERIAL SPEED AND INTENSITY OF LINES OF SPECTRUM OF PLASMA DURING MAGNETRON SPUTTERING

Alexey Lomanov, Ernst Semenov

Rybinsk Aviation Technological State Academy,

Russian Federation, 152934, Rybinsk, Pushkin str., 53, phone: +7(4855)219716, E-mail: root@rgata.ru

Now thin-film coverings are used practically in all industries. More and more rigid demands are made to quality of these coverings. Because of it problems of consciousness and perfection of a quality monitoring of reception of thin-film coverings are actual. In given clause the processes occurring at magnetron sputtering of a material in vacuum are considered. It is established, that intensity of separate spectral lines of plasma depends on speed of sputtering of a material. The mathematical model describing dependences between intensity of separate spectral lines of plasma, by speed of sputtering of a target and geometrical magnetron sputtering systems is offered.