

Ф. Р. Исмагилов, Д.В. Максудов

## ОПТИМИЗАЦИЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ МИШЕНИ МАГНЕТРОНА ПО КРИТЕРИЮ МИНИМИЗАЦИИ НЕРАВНОМЕРНОСТИ НАПЫЛЕНИЯ

Приводится математическая модель процесса напыления в магнетронной распылительной системе (МРС), показана возможность минимизации неравномерности напыления путем численных экспериментов и выбора оптимальных геометрических параметров мишени. *Движение заряженных частиц в скрещенных электрических и магнитных полях; магнетронное напыление нанопокрывтий; нанотехнологии; равномерность напыления*

### ВВЕДЕНИЕ

Отличительные особенности МРС в сравнении с другими распылительными системами диодного типа заключаются в локализации плазмы вблизи поверхности мишени за счет поперечного магнитного поля и увеличения интенсивности ионизации вследствие удлинения траектории электронов [1, 2]. Следствием этого является высокая скорость распыления мишени и конденсации покрытия на подложку при низких рабочих напряжениях и давлении, предотвращение ионно-электронной бомбардировки и нагрева подложки. Кроме того, низкое давление инертного газа рабочего промежутка [3, 4] позволяет получить напыляемое нанопокрывтие высокой чистоты. Однако вместе с тем при использовании МРС возникает проблема обеспечения равномерности нанопокрывтия. Плазма, локализованная, как указывалось выше, в скрещенных электрическом и магнитном полях, имеет неравномерное пространственное распределение вблизи катода [2, 5, 6]. Это приводит к соответствующей неравномерности толщины напыляемого покрытия на поверхности обрабатываемой детали, что снижает технические характеристики последней в процессе ее эксплуатации.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Компенсация вышеуказанной неравномерности распределения плазмы, распыления мишени и конденсации покрытия на подложке может достигаться двумя методами:

- перемещение подложки по довольно сложной траектории с применением планетарных механизмов, что усложняет конструкцию и снижает ее надежность,

- оптимизация геометрических параметров катода таким образом, чтобы добиться фокусировки пучков нейтральных атомов.

Второй метод предполагает математическое моделирование процессов распыления в скрещенных электрических и магнитных полях и проведение численных экспериментов на ЭВМ (с использованием специально разработанного программного обеспечения) с целью подбора и оптимизации формы и геометрических параметров мишени для компенсации физически неизбежной, но математически прогнозируемой неравномерности распределения ионного тока путем фокусировки потоков нейтральных атомов.

### МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА МАГНЕТРОННОГО НАПЫЛЕНИЯ НАНОПОКРЫТИЙ

В процессе движения в пространстве между катодом и анодом магнетронной распылительной системы электрон испытывает воздействие трех сил:

1) взаимодействия с электрическим полем

$$\vec{F}_1 = e\vec{E} \times \exp(i\omega t),$$

2) взаимодействия с магнитным полем

$$\vec{F}_2 = e[\vec{V} \times \vec{B}],$$

3) столкновения с атомами рабочего газа:

$$\vec{F}_3 = m \frac{d\vec{V}}{dt} + m \frac{\vec{V}}{\tau},$$

где  $\tau$  – среднее время между столкновениями,  $e$  и  $m$  – заряд и масса электрона,  $V$  – скорость его движения,  $E$  и  $B$  – напряженность электрического и индукция магнитного полей,  $\omega$  – частота электрического поля.

С учетом вышесказанного, проекции ускорения частицы на декартовы оси (полагая, что вектор  $\vec{E}$  и оси  $ox$ ,  $oz$  принадлежат одной плоскости):

$$\begin{aligned} \frac{dV_x}{dt} &= \frac{e}{m} E_x e^{i\omega t} + \frac{e}{m} B_z V_y - \frac{V_x}{\tau}, \\ \frac{dV_y}{dt} &= -\frac{e}{m} B_z V_x - \frac{V_y}{\tau}, \\ \frac{dV_z}{dt} &= \frac{e}{m} E_z e^{i\omega t} - \frac{V_z}{\tau}. \end{aligned} \quad (1)$$

Плотность электронного тока в тензорном виде описывается как произведение матриц проводимости и проекций вектора напряженности электрического поля

$$\begin{pmatrix} j_x \\ j_y \\ j_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$  – проекции напряженности электрического поля на оси декартовой системы координат.

Совместное решение систем (1) и (2) позволяет найти значение тензора проводимости

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_{in} = \sigma_0 \times & \begin{pmatrix} \frac{1+i\omega\tau}{1+(\omega_H^2 - \omega^2)\tau^2 + 2i\omega\tau} & \frac{\omega_H\tau}{1+(\omega_H^2 - \omega^2)\tau^2 + 2i\omega\tau} & 0 \\ \frac{\omega_H\tau}{1+(\omega_H^2 - \omega^2)\tau^2 + 2i\omega\tau} & \frac{1+i\omega\tau}{1+(\omega_H^2 - \omega^2)\tau^2 + 2i\omega\tau} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{1+i\omega\tau} \end{pmatrix}, \quad (3) \end{aligned}$$

где  $\omega_H = \frac{e}{m} B_z$  – циклотронная частота,  $B_z$  – проекция магнитного поля на ось  $oz$  декартовой системы координат,  $\sigma_0 = \frac{e^2 n \tau}{m}$  – общий множитель элементов матрицы,  $n$  – концентрация заряженных частиц.

С учетом (2) и (3) проекции плотности электронного тока на оси декартовой системы координат составляют

$$\begin{aligned} j_x &= \frac{e^2 n \tau}{m} \times \left[ \left( \frac{1+j\omega\tau}{1+\left(\left(\frac{eB_z}{m}\right)^2 - \omega^2\right)\tau^2 + 2j\omega\tau} \right) E_x + \left( \frac{\left(\frac{eB_z}{m}\right)\tau}{1+\left(\left(\frac{eB_z}{m}\right)^2 - \omega^2\right)\tau^2 + 2j\omega\tau} \right) E_y \right]; \\ j_y &= \frac{e^2 n \tau}{m} \times \left[ \left( \frac{\left(\frac{eB_z}{m}\right)\tau}{1+\left(\left(\frac{eB_z}{m}\right)^2 - \omega^2\right)\tau^2 + 2j\omega\tau} \right) E_x + \left( \frac{1+j\omega\tau}{1+\left(\left(\frac{eB_z}{m}\right)^2 - \omega^2\right)\tau^2 + 2j\omega\tau} \right) E_y \right]; \\ j_z &= \frac{e^2 n \tau}{m} \frac{E_z}{1+j\omega\tau}. \end{aligned} \quad (4)$$

В выражениях (4) показана зависимость проекций плотности электронного тока и проекций напряженности электрического поля.

С учетом ряда допущений (магнитное поле достаточно сильное, а его линии параллельны катоду, ионизация плазмы мала и т. д.) можно показать, что распределение плотности ионного тока вблизи поверхности катода (мишени), определяющее скорость распыления материала мишени, имеет ту же пространственную структуру, что и распределение напряженности электрического поля.

### ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ МИШЕНИ

Расчет на ЭВМ толщины напыления для каждой точки подложки проводился путем интегрирования по всем точкам мишени с учетом углов конденсации и распыления относительно нормалей к поверхностям подложки и мишени. При этом также необходимо учитывать пространственную структуру распределения напряженности электрического поля между катодом и анодом. Проведенные численные эксперименты на ЭВМ выявили зависимость неравномерности напыления от угла конусности мишени, координат области распыления относи-

тельно оси симметрии мишени, расстояния от указанной оси до подложки и длины подложки (см. рис. 1).

В простейшей модели скорость осаждения на подложке зависит от следующих параметров:

- угла распыления  $\varphi$ ;
- угла конденсации  $\Psi$ ;
- расстояния между точками распыления и конденсации  $r$ .

Толщина пленки в заданной точке подложки

$$h = (Mt / r^2) \cos \varphi \cos \psi,$$

где  $M$  – параметр пропорциональный скорости распыления,  $t$  – время нанесения пленки.

Исходя из геометрических построений на рис. 1, косинус угла  $\psi$  между нормалью к поверхности подложки и вектором  $r$ , соединяющим точки распыления и конденсации

$$\cos \psi = r / H,$$

где

$$H = H_{cp} - |(X_p - X_1) \tan \beta|,$$

длина вектора, соединяющего точки распыления конденсации

$$r = \sqrt{(X_k - X_p)^2 + (Y_k - Y_p)^2 + H^2};$$

косинус угла  $\varphi$  между нормалью к конической поверхности мишени в точки распыления и вектором  $r$ , соединяющим точки распыления и конденсации, для положительной (относительно оси симметрии) полуплоскости мишени

$$\cos \varphi = \left\{ \frac{-\cos \beta}{2r [H_{\bar{n}\delta} - |(X_\delta - X_1) \tan \beta|]} \right\} \times \left\{ \begin{aligned} & (Y_{\hat{e}} - Y_\delta)^2 + \\ & \left[ X_{\hat{e}} - \left( \left\{ H_{\bar{n}\delta} - |(X_\delta - X_1) \tan \beta| \right\} \tan \beta \right) \right]^2 \\ & - r^2 - \left[ \frac{H_{\bar{n}\delta} - |(X_\delta - X_1) \tan \beta|}{\cos \beta} \right]^2 \end{aligned} \right\}.$$

Для отрицательной (относительно оси симметрии) полуплоскости мишени вышеприведенное выражение приобретает вид

$$\cos \varphi = \left\{ \frac{-\cos \beta}{2r [H_{\bar{n}\delta} - |(X_\delta - X_1) \tan \beta|]} \right\} \times \left\{ \begin{aligned} & (Y_{\hat{e}} - Y_\delta)^2 + \\ & \left[ X_{\hat{e}} - \left( \left\{ H_{\bar{n}\delta} - |(X_\delta - X_1) \tan \beta| \right\} \tan \beta \right) \right]^2 \\ & - r^2 - \left[ \frac{H_{\bar{n}\delta} - |(X_\delta - X_1) \tan \beta|}{\cos \beta} \right]^2 \end{aligned} \right\}.$$

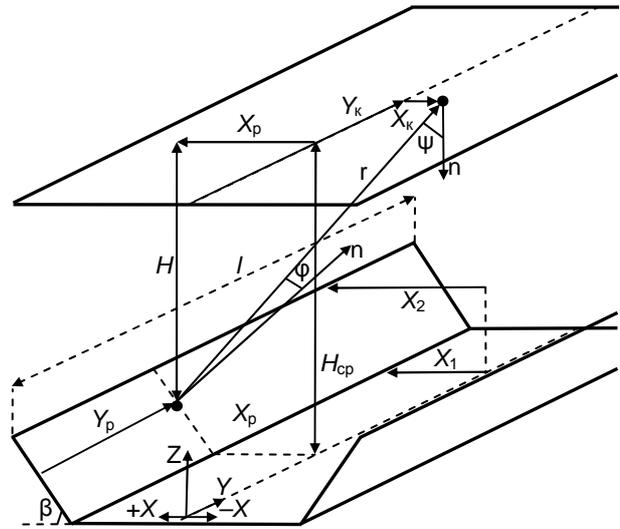


Рис. 1

Толщина пленки при распылении прямоугольной мишени с коническими краями

$$h(X_\delta, X_{\hat{e}}, Y_\delta, Y_{\hat{e}}) = M \times t \times$$

$$\left[ \int_{X_1}^{X_2} \int_0^l \frac{\left[ \begin{aligned} & \cos \varphi 1(X_\delta, X_{\hat{e}}, Y_\delta, Y_{\hat{e}}) \times \\ & \times \cos \psi(X_\delta, X_{\hat{e}}, Y_\delta, Y_{\hat{e}}) \times \\ & \times E_z(X_\delta, X_{\hat{e}}, Y_\delta, Y_{\hat{e}}) \end{aligned} \right]}{r^2(X_\delta, X_{\hat{e}}, Y_\delta, Y_{\hat{e}})} dR d\alpha + \int_{-X_1}^{-X_2} \int_0^l \frac{\left[ \begin{aligned} & \cos \varphi 2(X_\delta, X_{\hat{e}}, Y_\delta, Y_{\hat{e}}) \times \\ & \times \cos \psi(X_\delta, X_{\hat{e}}, Y_\delta, Y_{\hat{e}}) \times \\ & \times E_z(X_\delta, X_{\hat{e}}, Y_\delta, Y_{\hat{e}}) \end{aligned} \right]}{r^2(X_\delta, X_{\hat{e}}, Y_\delta, Y_{\hat{e}})} dR d\alpha \right],$$

где  $l$  – длина мишени,  $E_z$  – проекция напряженности электрического поля на вертикальную ось  $oz$  (см. рис. 1),  $X_1$  – расстояние от оси симметрии мишени до начала зоны распыления;  $X_2$  – расстояние от оси симметрии мишени до конца зоны распыления;  $X_p, Y_p$  – декартовы координаты точки распыления на поверхности мишени;  $X_k,$

$Y_k$  – декартовы координаты точки конденсации на поверхности подложки.

Результаты численных экспериментов, проведенных на ЭВМ с целью выбора оптимальных геометрических параметров магнетронной распылительной системы по критерию минимизации неравномерности напыления, приведены на рис. 2–3.

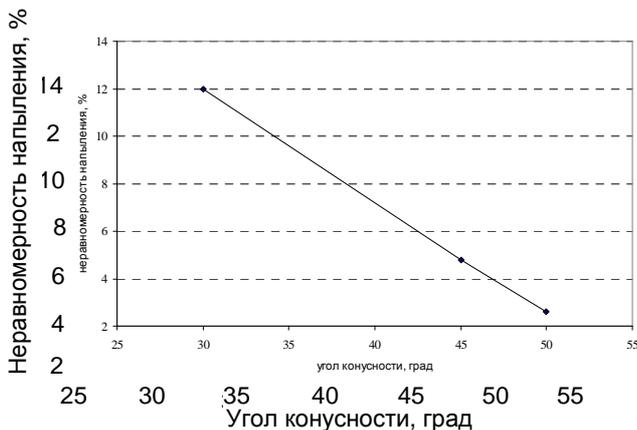


Рис. 2. Неравномерность напыления в зависимости от угла конусности

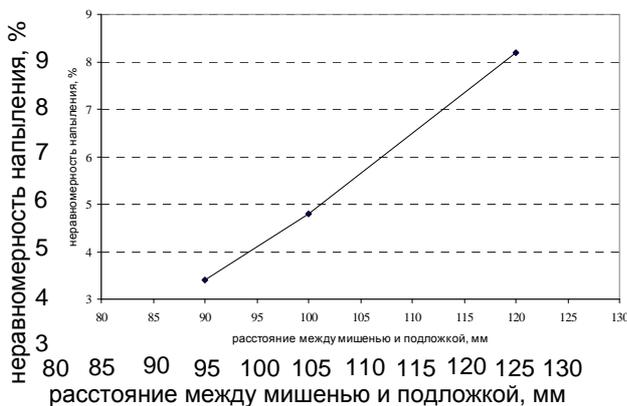


Рис. 3. Неравномерность напыления в зависимости от расстояния между подложкой и осью симметрии мишени

### ВЫВОДЫ

Разработанная математическая модель и проведенные на ее основе численные эксперименты на ЭВМ показали большую неравномерность распределения токов и полей в магнетронной системе распыления. Это означает неравномерность распределения плазмы в прикатодном пространстве и неравномерность конденсации напыления на обрабатываемой поверхности изделия, что приводит к нежелательным последствиям в процессе его технологической эксплуатации.

Решение этой проблемы предполагает подборку оптимальных геометрических параметров формы мишени.

Проведенные численные эксперименты на ЭВМ выявили зависимость неравномерности напыления от угла конусности мишени, координат области распыления относительно оси симметрии мишени, расстояния от указанной оси до подложки. Эксперименты показали, что минимальная неравномерность напыления (не более  $\pm 2\%$  относительно средней толщины напыляемого покрытия для точек, соответственно, максимальной и минимальной толщины) достигается при угле конусности мишени  $50^\circ$ . Компенсация неравномерности распределения плазмы и напыления в магнетроне приведенным методом оптимизации геометрических параметров мишени позволяет существенно повысить простоту и надежность конструкции в сравнении с методом решения той же проблемы посредством перемещения подложки по сложной траектории с применением планетарных механизмов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Francis F. Chen. Industrial applications of low-temperatures plasma physics. Phys. Plasmas. June 1995. Vol. 2, № 6. P. 2164–2175.
2. Данилин Б. С., Сырчин В. К. Магнетронные распылительные системы. М.: Радио и связь, 1982.
3. Fiala A., Pitchford L. C., Boeuf J. P. Two-dimensional, hybrid model of low-pressure glow discharges. Phys. Review. ser. E. June 1994. Vol. 49, № 6. P. 5607–5622.
4. Kuwahara K., Fujiyama H. Application of the Child – Langmuir Law to Magnetron Discharge Plasmas. IEEE Trans. Plasma. Sci. August 1994. Vol. 22, № 4. P. 442–448.
5. Sheridan T. E., Goeckner M. J., Goree J. Electron distribution Functions in a sputtering Magnetron Discharge. Jap. J. Appl. Phys., vol. 34, P. 1, n. 9A, September 1995. P. 4977–4982.
6. Sheridan T. E., Goeckner M. J., Goree J. Electron velocity distribution functions in a sputtering magnetron discharge for the E×B direction. J. Vac. Sci. Technol. A 16.4., Jul/Aug 1998.

### ОБ АВТОРАХ

Исмагилов Флюр Рашитович, проф., зав. каф. электромеханики, проректор УГАТУ. Дипл. инж.-электромех. (УАИ, 1973). Д-р техн. наук по элементам и устройствам управления (УГАТУ, 1998). Иссл. в обл. электромех. преобразователей энергии.

Максудов Денис Вилевич, доц. той же каф. Дипл. физик (Башк. гос. ун-т, 1999). Канд. техн. наук по электротехн. комплексам и системам (УГАТУ, 2002). Иссл. в обл. взаимодействия диэлектриков с электрическим полями.