

ФИЗИЧЕСКОЕ РАСПЫЛЕНИЕ МЕДНОГО АНОДА ПЛАНАРНОГО МАГНЕТРОНА ПУЧКОМ УСКОРЕННЫХ ИОНОВ АРГОНА ЭНЕРГИЕЙ 1–10 кэВ

© 2021 г. А. П. Семенов^{а,*}, И. А. Семенова^а,
Д. Б.-Д. Цыренов^а, Э. О. Николаев^а

^а Институт физического материаловедения СО РАН
Россия, 670047, Улан-Удэ, Сахьяновой, 6

*e-mail: alexandersemenov2018@mail.ru, semenov@ipms.bsnet.ru

Поступила в редакцию 08.02.2021 г.

После доработки 22.02.2021 г.

Принята к публикации 24.02.2021 г.

В приближении переноса кинетической энергии в каскадах столкновений рассматривается численная оценка коэффициента распыления медного анода магнетрона. Показано, при инжекции 1–10 кэВ ионного пучка в магнетрон коэффициент распыления медного анода магнетрона составляет 3–6 атомов на один падающий ион, что позволяет вносить и регулировать с высокой точностью и в малых долевых соотношениях (единицы ат. %) примесь, в частности медь, в условиях синтеза сверхтвердых TiN–Cu-покрытий реактивным магнетронным распылением и направленно воздействовать на нанокристаллическую структуру покрытий.

DOI: 10.31857/S0032816221040261

ВВЕДЕНИЕ

При синтезе композитных наноструктурированных покрытий TiN–Cu перспективными выглядят процессы синтеза TiN в парах Cu [1–5]. Зависимость твердости покрытия от содержания меди имеет немонотонный характер. Максимальное значение твердости достигается при относительно низких концентрациях меди ~1–2 ат. % с формированием нанокомпозитной структуры. Достижение высокой твердости TiN–Cu-покрытий связано с содержанием малых атомарных концентраций меди в синтезируемых покрытиях TiN, допускающих соблюдение высокой точности наполнения медью. Определенный интерес представляют газоразрядные распылительные устройства, в которых пары Cu создаются ускоренным ионным пучком [6]. В общем случае основной количественной характеристикой ионного распыления является коэффициент распыления как среднее число атомов, выбиваемых из мишени одним падающим ионом. Зная зависимость коэффициента распыления меди от энергии ионов, можно задавать требуемую атомарную концентрацию распыленных атомов и направленно управлять твердостью композитного покрытия TiN–Cu. Кроме того, процессы распыления мишеней в вакууме ускоренным пучком ионов занимают заметное место в ряду приоритетных пучковых технологий и являются при

этом одним из развивающихся направлений использования, в частности, газоразрядных источников ионов [7–11].

В данной работе рассматривается физическое распыление центрального медного анода планарного магнетрона ускоренным пучком ионов аргона в конструкции распылительного газоразрядного устройства [6] и оценивается коэффициент распыления медного анода в приближении переноса кинетической энергии в каскадах столкновений.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Вычисление коэффициента распыления центрального медного анода выполнялось применительно к характеристикам газоразрядного распылительного устройства на основе принципа инжекции ионного пучка в планарный магнетрон [6]. Магнетрон содержит титановый катод, кольцевой и центральный аноды, установленные соответственно по периметру и на оси устройства. Центральный медный анод выполняет функцию мишени. На периферии магнетрона, вдоль оси центрального анода устанавливается разрядная камера плазменного источника ионов [12–14].

В разрядной камере ионного источника иницируется отражательный разряд с полым катодом током 0.05–0.1 А. Ионы аргона извлекаются

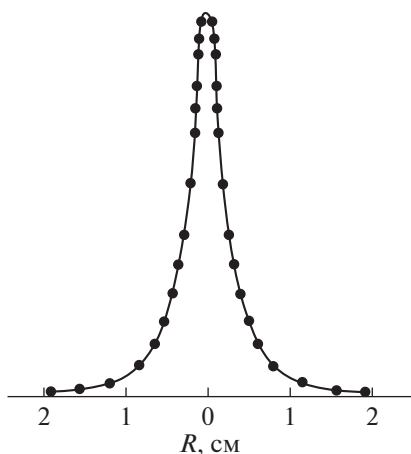


Рис. 1. Распределение ионного тока на поверхности медного анода магнетрона: диаметр эмиссионного канала 4 мм, ток пучка 4 мА, ускоряющее напряжение 10 кВ.

из прикатодной плазмы разряда через эмиссионный канал подачей напряжения от высоковольтного выпрямителя с выходным напряжением 1–10 кВ. При этом, в зависимости от соотношения тока разряда и ускоряющего напряжения плазменной фокусировкой реализуется формирование сравнительно слабонерасходящегося пучка ионов (рис. 1). Ускоренные продольно ионы инициируют физическое распыление центрального медного анода, выполняя функцию, связанную с образованием паров меди.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Считается [15–17], что направленный поток частиц, выбиваемых, в частности, из медной мишени, состоит в основном из медьсодержащей плазмы (атомов меди, включая возбужденные и ионизованные, кластеров и электронов).

Эффективность распыления мишени Cu ионами Ag^+ характеризуется коэффициентом распыления Y_{Cu} . Число атомов $Y_{Cu}(0)$, выбиваемых в режиме линейных каскадов, средних энергий и масс ионов одним нормально падающим на мишень ионом, описывается в приближении переноса кинетической энергии в каскадах столкновений на основе решения линеаризованного уравнения Больцмана в его интегрально-дифференциальной форме [15–19].

На основе решения уравнений каскадной теории [19] формулу расчета $Y_{Cu}(0)$ для килоэлектронвольтных энергий и средних масс распыляющих ионов можно привести к виду

$$Y_{Cu}(0) = \frac{0.467\alpha e^2 \alpha_o s_n(\epsilon)}{U_o} \times \frac{Z_{Ar} Z_{Cu}}{(Z_{Ar}^{1/2} + Z_{Cu}^{1/2})^{2/3}} \frac{M_{Ar}}{M_{Ar} + M_{Cu}}, \quad (1)$$

где α – безразмерная функция отношения M_{Cu}/M_{Ar} массы распыляемого атома к массе распыляющего иона; α_o – боровский радиус; Z_{Ar} , Z_{Cu} – атомные номера; e^2 – квадрат заряда электрона; $s_n(\epsilon)$ – приведенное сечение ядерного торможения для взаимодействия Томаса–Ферми; U_o – энергия сублимации Cu.

Характер зависимости параметра α от отношения M_{Cu}/M_{Ar} массы атома Cu к массе иона Ag^+ [16]:

M_{Cu}/M_{Ar}	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
α	0.164	0.17	0.175	0.186	0.197	0.205	0.225	0.237	0.243	0.256
M_{Cu}/M_{Ar}	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
α	0.406	0.546	0.69	0.83	0.95	1.06	1.15	1.25	1.39	

При $M_{Cu}/M_{Ar} = 1.59$ параметр $\alpha = 0.351$.

По нижеследующей формуле [18] вычисляется ϵ – приведенная энергия Линдхарда для значений энергии распыляющих ионов в диапазоне 1–10 кэВ:

$$\epsilon = \frac{0.885 M_{Cu} E_{Ar} \alpha_o}{Z_{Ar} Z_{Cu} e^2 (M_{Ar} + M_{Cu}) (Z_{Ar}^{1/2} + Z_{Cu}^{1/2})^{2/3}}, \quad (2)$$

где E_{Ar} , эВ – энергия распыляющих ионов Ag^+ .

Подставляя в (2) $\alpha_o = 0.529 \text{ \AA}$, $M_{Cu} = 63.54$, $M_{Ar} = 39.94$, $Z_{Ar} = 18$, $Z_{Cu} = 29$, $e^2 = 14.395 \text{ эВ} \cdot \text{ \AA}$, находим ϵ . Вычисленным по формуле (2) значениям ϵ соответствуют значения приведенных сечений ядерного торможения $s_n(\epsilon)$ для взаимодействия Томаса–Ферми [18], представленные ниже:

E_{Ar} кэВ	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
ϵ	0.0085	0.017	0.0255	0.034	0.0425	0.051	0.0595	0.068	0.0765	0.085
$s_n(\epsilon)$	0.193	0.246	0.265	0.286	0.319	0.322	0.334	0.347	0.356	0.361

Подставляя в (1) $\alpha = 0.351$ для $M_{Cu}/M_{Ar} = 1.59$, $\alpha_o = 0.529 \text{ \AA}$, $Z_{Ar} = 18$, $Z_{Cu} = 29$, $e^2 = 14.395 \text{ эВ} \cdot \text{ \AA}$, $U_o = 3.46 \text{ эВ}$ [18], $M_{Cu} = 63.54$, $M_{Ar} = 39.94$, находим численно значения коэффициента распыления $Y_{Cu}(0)$ в зависимости от энергии ионов (рис. 2) при нормальном падении ионов $\theta = 0$ (θ – угол падения ионов). Численная оценка хорошо согласуется с экспериментальными значениями коэффициента распыления Cu ионами Ag^+ в диапазоне энергий 1–10 кэВ [16].

В условиях эксперимента ионы падают на медный анод магнетрона наклонно в виду расходимости ионного пучка под действием собственного объемного заряда (рис. 1). Угол падения ионов θ на анод отличается от нормального. В случае наклонного падения ионов отклонение от нормального падения на угол $\theta > 0$ приводит к сокращению глубины проникновения части ионов на величину $\cos \theta$ и, как следствие, к концентрированию каскада столкновений в области поверхности медного анода. В общем случае коэффициент распыления выражается соотношением [20]

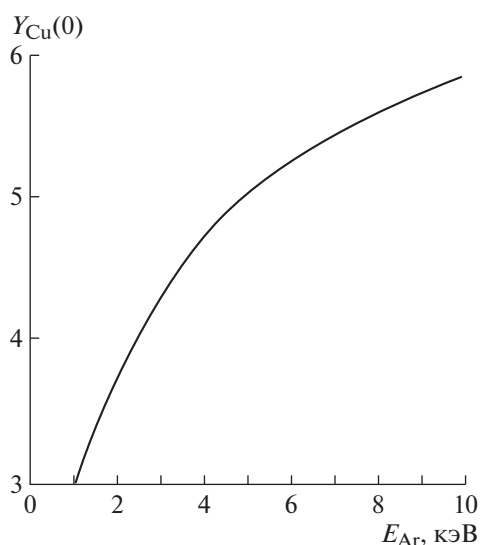


Рис. 2. Расчетная зависимость коэффициента распыления меди от энергии распыляющих ионов аргона.

$$Y_{Cu}(\theta) \sim \frac{Y_{Cu}(0)}{(\cos \theta)^k}. \quad (3)$$

При $M_{Ar} < M_{Cu}$ показатель степени $k \sim 1$. Из монотонного характера зависимости коэффициента распыления от угла падения распыляющих ионов следует, что $Y_{Cu}(\theta) > Y_{Cu}(0)$. Формула (3) свидетельствует: поправка численного значения коэффициента распыления зависит от выбора среднего значение угла падения ионов θ в расходящемся пучке распыляющим анод магнетрона (рис. 1).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, одним из подходов синтеза композитных покрытий TiN–Cu является физическое распыление центрального медного анода магнетрона ускоренным пучком ионов аргона. При инъекции 1–10 кэВ ионного пучка в магнетрон коэффициент распыления медного анода магнетрона составляет 3–6 атомов на один падающий ион. Физическое распыление ионным пучком позволяет вносить и регулировать с высокой точностью и в малых долевых соотношениях примесь, в частности медь, в условиях синтеза сверхтвердых покрытий TiN–Cu реактивным магнетронным распылением и направленно воздействовать на нанокристаллическую структуру покрытий. Так [1–5] свидетельствуют, при концентрации меди ~1.5 ат. % твердость покрытия TiN–Cu составляет 42–45 ГПа, размер кристаллитов 5–25 нм.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФИ № 20-08-00207_a и государственного

задания Министерства науки и высшего образования РФ, тема № 0270-2021-0001.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Семенов А.П., Цыренов Д.Б.-Д., Семенова И.А. // ПТЭ. 2017. № 6. С. 119. <https://doi.org/10.7868/S0032816217060106>
- Ivanov Yu.F., Koval N.N., Krysina O.V., Baumbach T., Doyle S., Slobodsky T., Timchenko N.A., Galimov R.M., Shmakov A.N. // Surface and Coatings Technology. 2012. V. 207. P. 430. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2012.07.037>
- He J.L., Setsuhara Y., Shimizu I., Miyake S. // Surface and Coatings Technology. 2001. V. 137. P. 38. [https://doi.org/10.1016/S0257-8972\(00\)01089-6](https://doi.org/10.1016/S0257-8972(00)01089-6)
- Muung H.S., Lee H.M., Shaginyan L.R., Han J.G. // Surface and Coatings Technology. 2003. V. 163–164. P. 591. [https://doi.org/10.1016/S0257-8972\(02\)00627-8](https://doi.org/10.1016/S0257-8972(02)00627-8)
- Muung H.S., Han J.G., Boo J.H. // Surface and Coatings Technology. 2004. V. 177–178. P. 404. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2003.09.016>
- Семенов А.П., Семенова И.А., Цыренов Д.Б.-Д., Николаев Э.О. // ПТЭ. 2020. № 5. С. 143. <https://doi.org/10.31857/S0032816220050213>
- Плешивцев Н.В., Семашко Н.Н. // Итоги науки и техники. Сер. Физические основы лазерной и пучковой технологии. 1989. Т. 5. С. 55.
- Семенов А.П. Техника распыления ионными пучками. Улан-Удэ: Изд-во Бурятского научного центра СО РАН, 1996.
- Семенов А.П. Пучки распыляющих ионов: получение и применение. Улан-Удэ: Изд-во Бурятского научного центра СО РАН, 1999.
- Семенова А.А., Гудилин Е.А., Семенова И.А., Семенов А.П., Иванов В.К., Третьяков Ю.Д. // ДАН. 2011. Т. 438. № 4. С. 490.
- Семенов А.П., Семенова И.А. // ПТЭ. 2010. № 3. С. 139.
- Семенов А.П. // Сибирский физико-технический журнал. 1993. Вып. 6. С. 68.
- Семенов А.П. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 2. С. 131.
- Источники заряженных частиц с плазменным эмиттером / Под ред. П.М. Щанина. Екатеринбург: УИФ Наука, 1993.
- Фундаментальные и прикладные аспекты распыления твердых тел / Под ред. Е.С. Машковой. М.: Мир, 1989.
- Распыление твердых тел ионной бомбардировкой / Под ред. Р. Бериша. М.: Мир, 1984.
- Плетнев В.В. // Итоги науки и техники. Сер. Пучки заряженных частиц и твердое тело. 1991. Т. 5. С. 4.
- Габович М.Д., Плешивцев Н.В., Семашко Н.Н. Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей. М.: Энергоатомиздат, 1986.
- Sigmund P. // Phys. Rev. 1969. V. 184. № 2. P. 383.
- Yamamura Y., Shimizu R., Shimizu H., Itoh N. // Ион оё токусю (Japan). 1983. V. 26. № 2. P. 69.