

УДК 537.525
EDN: CDTYKW

PACS: 52.50.Dg

Ионный состав плазмы планарного магнетрона в газовом и вакуумном режимах функционирования*Д. Б. Золотухин, М. В. Шандриков, Г. Ю. Юшков*

Приводятся результаты экспериментального исследования и численного моделирования долевого содержания ионов аргона и меди в плазме, генерируемой в планарном магнетроне постоянного тока с медной мишенью в газовом режиме (при давлении аргона уровня 0,1 Па), и в вакуумном режиме (при давлении остаточного газа 0,004 Па). Показано, что доли ионов меди в газовом и вакуумном режимах при токе разряда, достаточном для поддержания режима самораспыления (10 А), достаточно близки и составляют 97 % и 100 %, соответственно. Результаты экспериментов и численных оценок свидетельствуют о возможности осуществления стабильного функционирования непрерывного разряда и получения потока металлических ионов в высоком вакууме в планарном магнетроне без эффектов термического испарения или сублимации медной мишени.

Ключевые слова: планарный магнетрон; режим самораспыления; вакуумный режим функционирования.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-1-16-23

Введение

Магнетронное распыление является на сегодняшний день самым распространенным методом физического осаждения защитных и функциональных покрытий. Вместе с тем, при стандартных значениях рабочего давления в процессе магнетронного осаждения (0,5–10 Па), длина свободного пробега распыленных атомов сопоставима, либо даже меньше характерных расстояний от распыляемой мишени магнетрона до подложки [1, 2]. Столк-

новения с частицами рабочего газа в пространстве между мишенью и подложкой приводит к рассеянию и снижению энергии осаждаемых атомов, что сказывается на качестве и свойствах формируемого покрытия [3–5]. С увеличением давления рабочего газа формируемое покрытие становится пористым с преобладанием колончатой структуры [6, 7].

Устранение указанных недостатков возможно в так называемом режиме самораспыления, в котором поддержание разряда осуществляется за счет ионизации распыляемого материала мишени, а не рабочего газа [8, 9]. При достаточном уровне мощности разряда и, соответственно, количестве распыленных атомов металла в зоне ионизации, такой разряд может перейти в непрерывную форму и функционировать без напуска рабочего газа при рабочем давлении, определяемом только вакуумной откачной системой [10–12].

Несмотря на то, что такой тип разряда уже был ранее реализован в эксперименте, на сегодняшний день отсутствуют работы, связанные с моделированием происходящих в

Золотухин Денис Борисович, с.н.с., д.ф.-м.н.
E-mail: zolotukhinden@gmail.com

Шандриков Максим Валентинович, с.н.с., к.т.н.

Юшков Георгий Юрьевич, гл.н.с., д.т.н.

Институт сильноточной электроники СО РАН.

Россия, 634055, г. Томск, проспект Академический, 2/3.

Статья поступила в редакцию 21.10.2024

После доработки 10.12.2024

Принята к публикации 1.02.2025

Шифр научной специальности: 1.3.5

© Золотухин Д. Б., Шандриков М. В., Юшков Г. Ю., 2025

нем процессов, в том числе масс-зарядового состава плазмы.

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования и численного моделирования долевого содержания ионов аргона и меди в плазме, генерируемой в планарном магнетроне постоянного тока с медной мишенью в газовом режиме (при давлении аргона уровня 0,1 Па), и в вакуумном режиме (при давлении остаточного газа 0,004 Па).

Техника и методика эксперимента

В экспериментах использовался планарный магнетрон с медной мишенью прямого охлаждения диаметром 100 мм. Начальная толщина мишени составляла 4 мм. Система интенсивного водяного охлаждения (не менее 20 л/мин) обеспечивала возможность функционирования магнетронного разряда в непрерывном режиме с мощностью до 8 кВт. Магнитное поле уровня 100 мТл на поверхности мишени в зоне интенсивного распыления обеспечивалось помещенными в водяную рубашку NdFeB магнитами марки N35 с максимальной рабочей температурой + 80 °С. Анодом магнетрона служил кольцевой (для формирования округлого поперечного сечения потока частиц) электрод диаметром 100 мм, имеющий потенциал стенок заземленной вакуумной камеры и удаленный от края катода-мишени на расстояние 8 см. В вакуумном режиме, при токе магнетронного разряда 8–12 А напряжение разряда составляло 590–610 В. В газовом режиме при том же токе разряда, напряжение было ниже приблизительно на 50–60 В (возможно, вследствие более эффективного распыления медной мишени ионами аргона, чем ионами меди [8]).

Благодаря значительному внутреннему объему вакуумной камеры (около 65 литров) и водяному охлаждению мишени, в эксперименте температура внешней поверхности мишени (со стороны разряда) при функционировании магнетрона с мощностью 8 кВт не превышала 200 °С. Вблизи поверхности нагретой мишени температура газа может быть выше, а концентрация ниже, но это справедливо в целом для всех сортов частиц (нейтралов и ионов и аргона и меди), а потому

слабо влияет на характер кривых. Таким образом, считалось, что мишень не служила источником нагрева рабочего газа и его температура в оценках принималась комнатной. Давление в камере поддерживалось постоянным, при равенстве процессов напуска аргона вблизи мишени, и его откачки насосом через отверстие, размещенное в более удаленной области вакуумной камеры.

Для исследования масс-зарядового состава ионов плазмы использовался модифицированный квадрупольный масс-спектрометр RGA-200 (Stanford Research Systems), входная апертура которого располагалась на расстоянии 25 см от мишени магнетрона. Коллектор спектрометра находился под потенциалом «земли», как и заземленные стенки вакуумной камеры. Плазма магнетронного разряда диффундировала в цилиндрический экспандер, торец которого был перекрыт мелкоструктурной сеткой из нержавеющей немагнитной стали. Потенциальный градиент для ускорения ионов в область спектрометра обеспечивался отдельным источником питания между анодом магнетрона и заземленными стенками вакуумной камеры. Оптимальная величина потенциала смещения составляла 30–50 В. Более подробные описания разрядной ячейки используемого в эксперименте планарного магнетрона и оборудования для измерения масс-зарядового состава ионов представлены в [12]. Для более точного определения долевого соотношения ионных компонентов в плазме проводилось интегрирование экспериментальных пиков ионного масс-спектра.

Численная модель

Моделирование разрядных процессов в описанном магнетроне выполнялось исходя из следующих положений. Считалось, что плоская медная мишень-катод магнетрона имела форму диска диаметром D , разрядная плазма занимала внутренний объем между мишенью и кольцевым анодом высотой h . В отличие от модели, изложенной в [13], в описываемой модели не учитывалась инжекция электронного пучка в разрядную область, отсутствовал дополнительный отражательный электрод, а разряд инициировался и поддерживался напряжением U_d между катодом и анодом.

Рабочим газом в модели служил аргон давления p_{Ar} и неизменной температуры $T_{Ar} = 300$ К, в расчет принимались масса его атома, потенциал ионизации и зависящее от энергии налетающего электрона сечение ионизации в диапазоне энергий от 0 до 3000 эВ (достигающее максимума $\sim 4 \times 10^{-16}$ см² при энергии ~ 31 эВ) [14, 15]. Под воздействием ионной бомбардировки поверхности медной мишени происходило ее распыление, определяемое зависящим от энергии иона коэффициентом распыления γ_{sp} [8, 16], и в аргонную плазму поступали атомы меди, которые затем ионизовались в ней энергичными электронами, с учетом потенциала и сечения ионизации для меди [14], без учета (для упрощения) какого-либо легирования мишени налетающими ионами любого сорта. Коэффициент распыления аппроксимировался следующей формулой:

$$\gamma_{sp}(\varepsilon_{iAr}) = \frac{0,06}{\varepsilon_t} \sqrt{Z_x} \left(\sqrt{\varepsilon_{iAr}} - \sqrt{\varepsilon_{th}} \right)$$

где 0,06 константа с размерностью (эВ)^{-1/2} [17], ε_{iAr} энергия ионов аргона, ускоренных в катодном падении потенциала, ε_t энергия связи материала мишени, и ε_{th} пороговая энергия иона, с которой начинается распыление, $Z_x = 2Z_{Cu} / \left(\left(Z_{Ar}/Z_{Cu} \right)^{2/3} + \left(Z_{Cu}/Z_{Ar} \right)^{2/3} \right)$ приведенный атомный номер, определяемый атомными номерами рабочего газа Z_{Ar} (аргона) и мишени Z_{Cu} (меди).

Доля ионов меди n_{iCu} и аргона n_{iAr} в плазме определялась из отношения их концентраций к общей концентрации ионов в плазме $n_i = n_{iAr} + n_{iCu}$. Упомянутые величины определялись в результате решения уравнений:

$$n_{iAr} = I_d \left(n_{Ar} \sigma_{iAr}(U_d) \times (U_d/W_{iAr}) h \right) / \left[0,4(1 + \gamma_{ie}) e \sqrt{2kT_e/M_{Ar}} S_c \right], \quad (1)$$

$$n_{iCu} = I_d \left[n_{Cu} (\gamma_{sp}) \sigma_{iCu}(U_d) \times (U_d/W_{iCu}) h \right] / \left[0,4(1 + \gamma_{ie}) e \sqrt{2kT_e/M_{Cu}} S_c \right] \quad (2)$$

где I_d – ток разряда; $n_{Ar} = p_{Ar}/kT_{Ar}$ – концентрация нейтральных атомов аргона; $n_{Cu}(\gamma_{sp})$ –

концентрация нейтральных, выбитых из мишени атомов меди, зависящая от γ_{sp} при установившихся U_d и I_d ; $\sigma_{iAr}(U_d)$, $\sigma_{iCu}(U_d)$ – сечение ионизации атомов аргона и меди разрядными электронами; $W_{iAr} \approx 2\phi_{iAr} \approx 30$ эВ, $W_{iCu} \approx 2\phi_{iCu} \approx 15$ эВ – потенциал образования ион-электронной пары для аргона и меди (ϕ_{iAr} , ϕ_{iCu} их потенциалы ионизации) [18]; $\gamma_{ie} = 0,1$ – коэффициент ион-электронной эмиссии (для энергий менее 1 кэВ [19]), M_{Ar} , M_{Cu} – масса атома аргона и меди, $S_c = \pi D^2/4$ – площадь катода-мишени. Для упрощения расчетов считалась, что температура электронов в плазме T_e принимала типичное значение 5 эВ. Остальные уравнения модели более подробно изложены в работе [20]. Множители $(U_d/W_{iAr})h$ выражений (1) и (2) имеют смысл числа ионизаций на длине разрядного промежутка, без учета лавинного характера размножения электронов в плазменном объеме (вследствие редкости таких событий, а также в необходимости дополнительных более чувствительных экспериментов для подтверждения значимости роли упомянутого процесса в рассматриваемых экспериментальных условиях).

Уравнения (1) и (2) записаны в приближении отсутствия размножения электронов в слое, поскольку, как хорошо известно, в катодном слое магнетронного разряда низкого давления (тем более его сильноточной формы), экспоненциального размножения электронов не происходит по той причине, что слой является бесстолкновительным [21–23].

Концентрация ионов меди и аргона рассчитывалась исходя из баланса, что генерация ионов в разряде, определяемая числителями выражений (1) и (2), компенсировалась боровским уходом ионов из плазмы, описываемым знаменателями этих выражений. Применимость формулы Бома, которая описывает, что плотность ионного тока с границы плазмы пропорциональна концентрации ионов и не зависит от их температуры и приложенного напряжения, обусловлена тем фактом, что в плазме магнетронного разряда, направленная скорость ионов меньше боровской скорости (зависящей от температуры электронов в плазме).

Степень ионизации плазмы рассчитывалась исходя из двух приближений: (1) с уче-

том всех компонентов плазмы – и нейтралов, и ионов меди и аргона (α_{tot}), и (2) с учетом только ионов и нейтралов металла – меди (α_m), согласно следующим выражениям:

$$\alpha_{tot} = 100 \% \times [(n_{iAr} + n_{iCu}) / (n_{Ar} + n_{Cu})], \quad (3)$$

$$\alpha_m = 100 \% \times [(n_{iCu}) / (n_{Cu})] \quad (4)$$

Степень ионизация, определяемая по выражению (3), учитывает все компоненты плазмы (остаточную атмосферу, рабочий газ, и распыленные атомы мишени), а потому позволяет охарактеризовать плазму наиболее полно, однако, непосредственное экспериментальное определение ее может быть затруднено наличием в плазме множества компонентов, способных конденсироваться на элемен-

тах измерительного оборудования и влиять на точность измерений. Степень ионизации (4), учитывающая только металлический компонент плазмы, как правило, может быть непосредственно измерена с использованием электрических [24] или магнитных [25] конденсационных зондов, а потому, сравнение обоих методик оценки степени ионизации имеет большое значение для анализа корректности экспериментальных измерений.

Результаты расчетов, их сравнение с экспериментом и анализ приведены ниже.

Результаты и их обсуждение

Сравнение экспериментальных и расчетных долей ионов аргона и меди в плазме показано на рис. 1а.

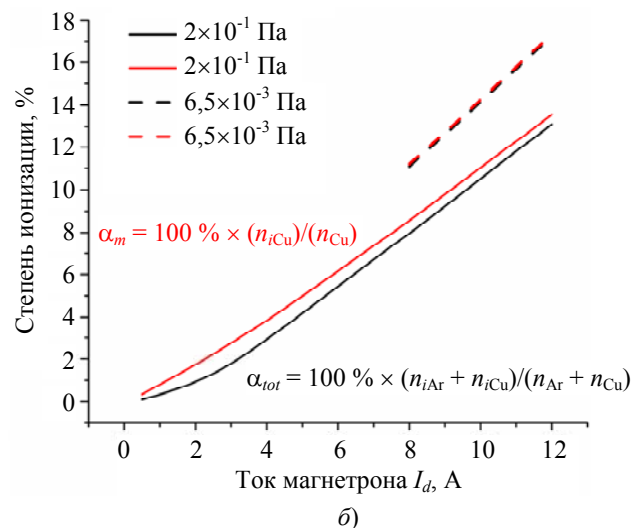
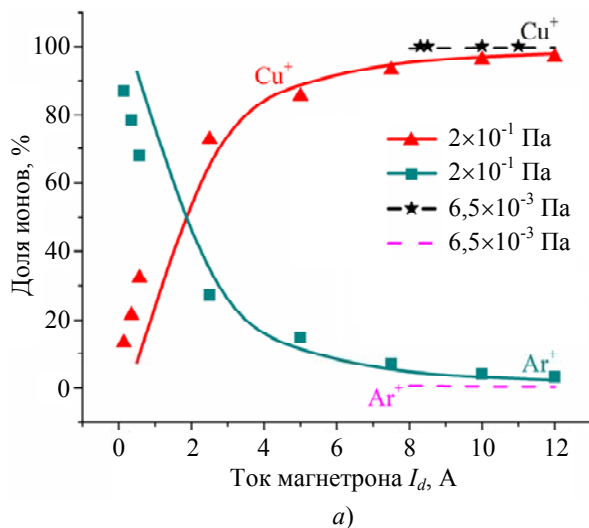


Рис. 1. а) – Расчетные и экспериментальные доли ионов меди и аргона в плазме от тока магнетрона, и б) – расчетные степени ионизации α_{tot} и α_m плазмы, в газовом (при давлении аргона 0,2 Па) и вакуумном (при давлении аргона 0,0065 Па) режимах

Расчетные кривые долей ионов демонстрируют удовлетворительное согласие с экспериментом, что может косвенно свидетельствовать о корректности расчетных абсолютных значений концентраций ионных компонентов плазмы и степени ее ионизации. Согласно результатам численного моделирования, увеличение доли ионов меди (до 97 % в газовом и 100 % в вакуумном режимах) с ростом тока разряда связано с интенсификацией распыления, обусловленного как увеличением числа ионов в потоке, так и ростом коэффициента распыления γ_{sp} медной мишени

ионами, ускоренными прикатодным падением напряжения U_d .

На рисунке 1б приведены расчетные значения степени ионизации α_{tot} , α_m плазмы в газовом и вакуумном режимах. Видно, что степень ионизации растет с током разряда (от ~ 2 % при токе 3 А в газовом режиме, до ~ 15 % при токе 12 А в вакуумном режиме), что согласуется с экспериментом [26]. Заметно некоторое расхождение между α_{tot} и α_m примерно в 1 % только в газовом режиме, когда существенна доля ионов и нейтралов аргона. В вакуумном режиме, когда доля этих частиц

становится пренебрежимо малой, величины степени ионизации α_{tot} , α_m практически совпадают, и могут равнозначно быть использованы для оценки степени ионизации плазмы.

На рисунке 2 приведены расчетные концентрации нейтралов и ионов меди и аргона в газовом и вакуумном режимах.

Из всех рассчитанных концентраций, в обоих режимах и при максимальных значениях тока магнетрона, наибольших значений достигает концентрация атомов меди, в связи с интенсивным распылением меди. В этих же

условиях, минимальные значения принимает концентрация ионов аргона, в связи с его меньшим сечением ионизации, и более высоким, чем у меди, потенциалом ионизации. Относительно быстрый рост концентрации обоих типов ионов с ростом тока разряда заметен в газовом режиме и при малых токах разряда (до 3–4 А). С дальнейшим ростом тока разряда, как в газовом, так и в вакуумном режимах (рис. 2б), зависимость концентрации как ионных, так и нейтральных компонентов плазмы переходит в насыщение.

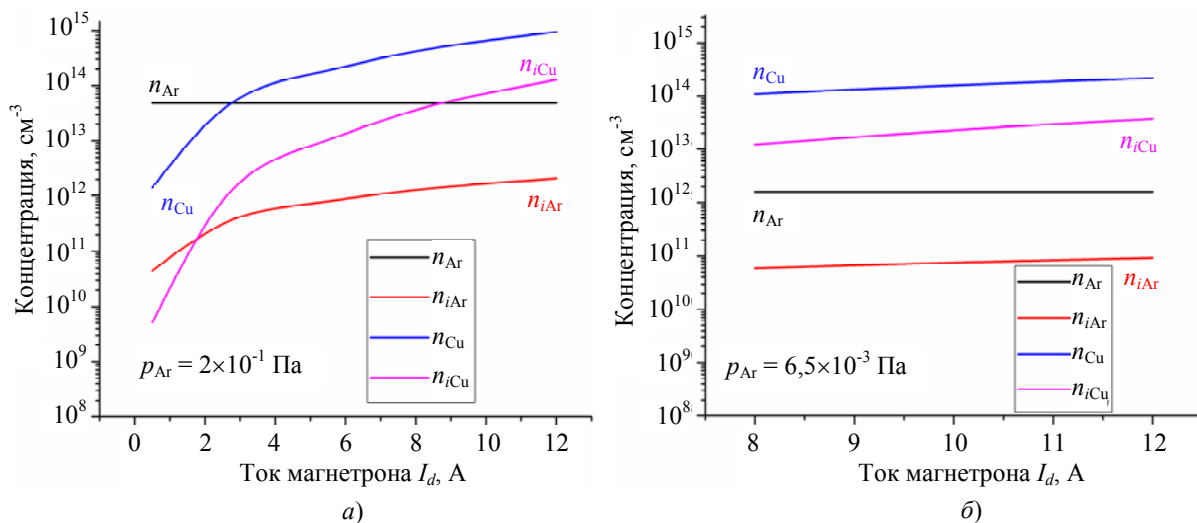


Рис. 2. Расчетные концентрации нейтрального и ионного компонентов аргона и меди в газовом (а) и вакуумном (б) режимах

Принимая во внимание, что прикатодный слой в разряде низкого давления (в данном случае вплоть до уровня 0,004 Па) является бесстолкновительным и его ширина в зоне интенсивного распыления на поверхности мишени не превышает единицы миллиметров при токе разряда 10 А, а также то, что ионный состав плазмы при таком значении тока в газовом и вакуумном режимах практически идентичен (97 и 100 %, соответственно), то можно предположить, что отличия распределения потенциала (за счет разного напряжения горения в газовом и вакуумном режимах) не будут оказывать существенное влияние на механизм роста концентрации.

Заключение

Результаты экспериментального исследования и численного моделирования ионизационных процессов в плазме, генерируемой в

планарном магнетроне постоянного тока с медной мишенью в газовом и в вакуумном режимах, позволяют объяснить эволюцию масс-зарядового состава ионов плазмы в различных режимах функционирования магнетронного разряда. Полученные оценки степени ионизации материала распыляемой мишени имеют незначительные отличия для газового и вакуумного режимов, что объясняется преобладанием металлического ионного компонента в плазме при относительно больших значениях тока разряда независимо от режима его функционирования.

Численное моделирование позволяет рассчитать количественные значения концентраций нейтралов и ионов рабочего газа, материала мишени, а также степень ионизации разрядной газо-металлической плазмы. Как следует из результатов моделирования, для функционирования магнетронного разряда в вакуумном режиме самораспыления доста-

точным является процесс ионного распыления, без привлечения дополнительных эффектов термического испарения и сублимации мишени магнетрона.

Одним из основных выводов, полученных в данной работе, является то, что предложенная модель позволяет в хорошем согласии с экспериментом оценить степень ионизации распыляемого материала (параметр, который является одним из ключевых при осаждении покрытий, поскольку он обуславливает степень ионного воздействия на поверхность при росте покрытий при наличии электрического смещения). Полученный результат представляет научный и практический интерес с точки зрения сопоставления вакуумного режима с другими режимами магнетронного распыления (DC, HIPIMS).

*Исследования поддержаны Российским
Научным Фондом (проект № 24-19-00031).*

ЛИТЕРАТУРА

1. Митин Д. М., Сердобинцев А. А. / Письма в Журнал технической физики. 2017. Т. 43. № 17. С. 78–85. <http://dx.doi.org/10.21883/PJTF.2017.17.44950.16804>.
2. Cuoto J., Kaufman H. R., Rossnagel S. M. Hollow cathode enhanced magnetron sputter device. US Patent 4,588,490. 1985.
3. Helmer J. C., Wickersham C. E. / Journal of Vacuum Science & Technology A. 1986. Vol. 4. № 3. P. 408–412. <https://doi.org/10.1116/1.573892>.
4. Wu S., Chen H., Du X., Liu Z. / Spectroscopy Letters. 2016. Vol. 49. № 8. P. 514–519. <https://doi.org/10.1080/00387010.2016.1212244>.
5. Thomas III J. H. / Journal of Vacuum Science & Technology A. 2003. Vol. 21. № 3. P. 572–576. <https://doi.org/10.1116/1.1564027>.
6. Thornton J. A. / Journal of Vacuum Science & Technology. 1974. Vol. 11. № 4. P. 666–670. <https://doi.org/10.1116/1.1312732>.
7. Thornton J. A., Penfold A. S. Thin Film Processes. – New York: Academic, 1977.
8. Anders A., Andersson J., Ehiassarian A. / Journal of Applied Physics. 2007. Vol. 102. № 11. P. 113303. <https://doi.org/10.1063/1.2817812>.
9. Huo C., Lundin D., Raadu M. A., Anders A., Gudmundsson J. T., Brenning N. / Plasma Sources Science and Technology. 2014. Vol. 23. № 2. P. 025017. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/23/2/025017>.
10. Kukla R., Krug T., Ludwig R., Wilmes K. / Vacuum. 1990. Vol. 41. № 7–9. P. 1968–1970. [https://doi.org/10.1016/0042-207X\(90\)94147-I](https://doi.org/10.1016/0042-207X(90)94147-I).
11. Posadowski W. / Surface and Coatings Technology. 1991. Vol. 49. № 1–3. P. 290–292. [https://doi.org/10.1016/0257-8972\(91\)90071-4](https://doi.org/10.1016/0257-8972(91)90071-4).
12. Шандриков М. В., Окс Е. М., Оскирко В. О., Черкасов А. А. / Письма в ЖТФ. 2023. Т. 49. № 22. С. 19–22. <https://doi.org/10.61011/PJTF.2023.22.56594.19716>.
13. Zolotukhin D. B. / Plasma Physics Reports. 2023. Vol. 49. № 2. P. 296–299. <https://doi.org/10.1134/S1063780X2260195X>.
14. Bartlett P. L., Stelbovics A. T. / Physical Review A. 2002. Vol. 66. P. 012707. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.66.012707>.
15. Golyatina R. I., Maiorov S. A. / Atoms. 2021. Vol. 9. P. 90. <https://doi.org/10.3390/atoms9040090>.
16. Lieberman A., Lichtenberg A. J. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing. – New York: Wiley, 2005.
17. Zalm P. C. / J. Vac. Sci. Technol. B 2(2). 1984. Vol. 2. № 2. P. 151–152. <https://doi.org/10.1116/1.582936>.
18. Бейтс Д. Р. Атомные и молекулярные процессы. – Нью Йорк: Академик, 1962.
19. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металла. – М.: Мир, 1967.
20. Zolotukhin D. B. / Journal of Physics: Conference Series. 2022. Vol. 2291. P. 012024. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2291/1/012024>.
21. Buyle G., Depla D., Eufinger K., Haemers J., De Bosscher W., De Gryse R. / Vacuum. 2004. Vol. 74. № 3–4. P. 353–358.
22. Gudmundsson J. T. / Plasma Sources Science and Technology. 2020. Vol. 29. № 11. P. 113001.
23. Costin C., Minea T. M. / Scientific Reports. 2023. Vol. 13. № 1. P. 15883.
24. Gavrilov N. V., Emlin D. R., Kamenetskikh A. S. / Vacuum. 2025. Vol. 233. P. 114040. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2025.114040>.
25. Tyunkov A. V., Andronov A. A., Oks E. M., Yushkov Yu. G., Zolotukhin D. B. / Vacuum. 2023. Vol. 208. P. 111722 (1–4). <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2022.111722>.
26. Semenov V. A., Oks E. M., Solovyev A. A., Shandrikov M. V. / Vacuum. 2024. Vol. 230. P. 113649. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2024.113649>.

Ion composition of the plasma of a planar magnetron in gaseous and vacuum modes of operation

D. B. Zolotukhin, M. V. Shandrikov and G. Yu. Yushkov

Institute of High Current Electronics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences
2/3 Akademicheskoy Ave., Tomsk, 634055, Russia

Received 21.10.2024; revised 10.12.2024; accepted 1.02.2025

The results of experimental study and numerical modeling of the fractional content of argon and copper ions in plasma generated in a planar DC magnetron with a copper target in the gaseous mode (at an argon pressure of 0.1 Pa) and in the vacuum mode (at a residual gas pressure of 0.004 Pa) are presented. We show that the fractions of copper ions in the gaseous and vacuum modes at a discharge current, sufficiently-high to maintain the self-sputtering mode (10 A), are quite close and equal to 97 % and 100 %, respectively. The results of experiments and numerical estimates indicate the possibility of implementing stable operation of a continuous discharge and obtaining a flow of metal ions in a high vacuum in a planar magnetron without the effects of thermal evaporation or sublimation of the copper target.

Keywords: planar magnetron; self-sputtering mode; vacuum mode of operation.

REFERENCES

1. Mitin D. M. and Serdobintsev A. A., Technical Physics Letters **43** (17), 78–85 (2017). <http://dx.doi.org/10.21883/PJTF.2017.17.44950.16804> [in Russian].
2. Cuomo J., Kaufman H. R. and Rossnagel S. M. Hollow cathode enhanced magnetron sputter device, US Patent 4,588,490. 1985.
3. Helmer J. C. and Wickersham C. E., Journal of Vacuum Science & Technology A **4** (3), 408–412 (1986). <https://doi.org/10.1116/1.573892>.
4. Wu S., Chen H., Du X. and Liu Z., Spectroscopy Letters **49** (8), 514–519 (2016). <https://doi.org/10.1080/00387010.2016.1212244>.
5. Thomas III J. H., Journal of Vacuum Science & Technology A **21** (3), 572–576 (2003). <https://doi.org/10.1116/1.1564027>.
6. Thornton J. A., Journal of Vacuum Science & Technology **11** (4), 666–670 (1974). <https://doi.org/10.1116/1.1312732>.
7. Thornton J. A. and Penfold A. S. Thin Film Processes. New York, Academic, 1977.
8. Anders A., Andersson J. and Ehasarian A., Journal of Applied Physics **102** (11), 113303 (2007). <https://doi.org/10.1063/1.2817812>.
9. Huo C., Lundin D., Raadu M. A., Anders A., Gudmundsson J. T. and Brenning N., Plasma Sources Science and Technology **23** (2), 025017 (2014). <https://doi.org/10.1088/0963-0252/23/2/025017>.
10. Kukla R., Krug T., Ludwig R. and Wilmes K., Vacuum **41** (7–9), 1968–1970 (1990). [https://doi.org/10.1016/0042-207X\(90\)94147-I](https://doi.org/10.1016/0042-207X(90)94147-I).
11. Posadowski W., Surface and Coatings Technology **49** (1–3), 290–292 (1991). [https://doi.org/10.1016/0257-8972\(91\)90071-4](https://doi.org/10.1016/0257-8972(91)90071-4).
12. Shandrikov M. V., Oks E. M., Oskirko V. O. and Cherkasov A. A., Technical Physics Letters **49** (22), 19–22 (2023). <https://doi.org/10.61011/PJTF.2023.22.56594.19716> [in Russian].
13. Zolotukhin D. B., Plasma Physics Reports **49** (2), 296–299 (2023). <https://doi.org/10.1134/S1063780X2260195X>.
14. Bartlett P. L. and Stelbovics A. T., Physical Review A **66**, 012707 (2002). <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.66.012707>.

15. Golyatina R. I. and Maiorov S. A., *Atoms* **9**, 90 (2021). <https://doi.org/10.3390/atoms9040090>
16. Lieberman A. and Lichtenberg A. J. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, New York, Wiley, 2005.
17. Zalm P. C., *J. Vac. Sci. Technol. B* 2(2) **2** (2), 151–152 (1984). <https://doi.org/10.1116/1.582936>.
18. Bates D. R. *Atomic and Molecular Processes*. New York, Academic, 1962.
19. Kaminsky M. *Atomic and ionic collisions on a metal surface*. Moscow, Mir, 1967 [in Russian].
20. Zolotukhin D. B., *Journal of Physics: Conference Series* **2291**, 012024 (2022). <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2291/1/012024>.
21. Buyle G., Depla D., Eufinger K., Haemers J., De Bosscher W. and De Gryse R., *Vacuum* **74** (3–4), 353–358 (2004).
22. Gudmundsson J. T., *Plasma Sources Science and Technology* **29** (11), 113001 (2020).
23. Costin C. and Minea T. M., *Scientific Reports* **13** (1), 15883 (2023).
24. Gavrilov N. V., Emlin D. R. and Kamenetskikh A. S., *Vacuum* **233**, 114040 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2025.114040>
25. Tyunkov A. V., Andronov A. A., Oks E. M., Yushkov Yu. G. and Zolotukhin D. B., *Vacuum* **208**, 111722 (1–4) (2023). <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2022.111722>.
26. Semenov V. A., Oks E. M., Solovyev A. A. and Shandrikov M. V., *Vacuum* **230**, 113649 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2024.113649>.