

Исследование ВУФ-излучения плазмы и структуры магнетронного разряда постоянного тока*

А.Ф. Паль, А.Н. Рябинкин, А.О. Серов, Д.В. Лопаев, Ю.А. Манкелевич, А.Т. Рахимов, Т.В. Рахимова

Представлены результаты исследований плазмы магнетронного разряда постоянного тока, полученные в рамках проекта РФФИ №18-29-27001. Методом PIC MC исследована структура магнетронного разряда при давлениях 1–10 мТорр при токе разряда 0.5 А. Показано, что прикатодная область, где падает почти всё напряжение разряда, состоит из тонкого катодного слоя (0.1–0.2 мм) и широкого предслоя (~2 см), в котором происходит большая часть ионизаций. Отношение напряжений, падающих в слое и предслое, линейно увеличивается с давлением. Зависимость напряжения разряда от давления газа имеет минимум около 3 мТорр. При давлениях 2–12 мТорр измерена интенсивность вакуумного УФ (ВУФ) излучения. На подложке, расположенной в 10 см от катода, она составляет порядка 10^{15} фотонов/(см²с) при скорости осаждения покрытия 1.5 нм/с. Интенсивность пропорциональна току разряда и уменьшается с давлением.

Ключевые слова: магнетронный разряд, ВУФ, перенос излучения, low-*k*-материалы, органосиликатные стекла, OSG, PIC MC.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №18-29-27001 и 19-08-01250).

Введение

Магнетронное распыление широко применяется в процессах осаждения тонких пленок [1, 2]. В микроэлектронике магнетронный разряд постоянного тока используется для осаждения барьерных слоев на low-*k*-диэлектрики, при этом структура покрытия зависит от степени ионизации распыленных атомов и их энергии, а излучение плазмы может приводить к повреждению материала подложки [3]. С необходимостью оптимизации условий осаждения для различных процессов связан

практический интерес к изучению плазмы магнетронных разрядов.

В планарном магнетронном разряде постоянного тока плазма удерживается вблизи катода арочным магнитным полем, создаваемым магнитной системой из постоянных магнитов, расположенных под катодом. Область плазмы отделена от катода тонким катодным слоем. В первых аналитических моделях магнетронного разряда полагали, что в этом слое падает почти всё напряжение разряда. Ионы плазмы, ускоренные полем слоя, бомбардируют катод, вызывая эмиссию электронов с его поверхности. Эти первичные электроны проходят катодный слой без столкновений, набирая в нем высокую энергию, которую в дальнейшем расходуют на ионизацию газа. Поддержание разряда происходит



ПАЛЬ Александр Фридрихович
Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова



РЯБИНКИН Алексей Николаевич
Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова



СЕРОВ Александр Олегович
Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова



ЛОПАЕВ Дмитрий Викторович
Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова



МАНКЕЛЕВИЧ Юрий Александрович
Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова



РАХИМОВ Александр Турсунович
Профессор, Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова



РАХИМОВА Татьяна Викторовна
Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова

за счет ионизаций, производимых первичными электронами. Зондовыми измерениями в магнетронном разряде постоянного тока [4] было обнаружено значительное падение потенциала в широкой области (порядка сантиметра) за пределами катодного слоя – предслое, в котором электроны плазмы могли бы набирать энергию, достаточную для ионизации. Ионизация в предслое носит лавинообразный характер и поэтому может быть более эффективна, чем ионизация первичными электронами. Учет ионизации в предслое был добавлен в более поздних аналитических моделях разряда [5–7], было показано, что вклад в ионизацию электронов плазмы, разогреваемых в поле предслоя, может быть выше вклада первичных электронов. Надо отметить, что учет всё большего числа явлений в аналитических моделях приводит к их усложнению и появлению множества параметров, не измеряемых в эксперименте напрямую, которые не всегда могут быть однозначно определены аппроксимацией к имеющимся экспериментальным данным, кроме того, зондовые измерения плазмы в области катодного слоя оказываются невозможны. Более точная картина разряда может быть получена в рамках численных моделей.

Распределения потенциала магнетронных разрядов постоянного тока, полученные в самосогласованных расчетах методом частицы в ячейке (Particle in cell Monte-Carlo (PIC MC)), показывают значительное падение потенциала за пределами катодного слоя, простирающееся в случае коротких разрядных промежутков вплоть до анода [8–11]. В [9] падение потенциала вне слоя составляло от 25 до 40% разрядного напряжения в зависимости от коэффициента отражения электронов от катода. В [11] на распределениях потенциала хорошо видны области слоя и предслоя. С увеличением магнитного поля толщина слоя и доля напряжения, падающая в нем, уменьшались, область предслоя увеличивалась, при сильном магнитном поле в ней падало почти всё разрядное напряжение. В [12] проведено моделирование плазмы HiPIMS разряда с использованием плазмы слаботокового разряда постоянного тока в качестве начальных условий. Область ионизации располагалась в предслое шириной около 10 мм, в котором обычно падала большая часть напряжения разряда. Результаты перечисленных работ были получены, как правило, при каком-то одном давлении газа, детального исследования прикатодной области магнетронного разряда при различных давлениях до настоящего времени не проводилось.

Воздействие плазмы на пористый low- k -диэлектрик может вызывать его повреждения, приводя к потере гидрофобности и увеличению диэлектрической проницаемости вследствие удаления метильных групп ($\text{Si}-\text{CH}_3$) в результате взаимодействия с активными радикалами, ионами плазмы и ВУФ-излучением [13, 14]. Излучение 13–150 нм вызывает наибольшие повреждения OSG

low- k -диэлектриков – в этой области сечение фотоадсорбции и квантовая эффективность отрыва метильных групп оказываются достаточно велики [15, 16]. Для оценки степени повреждения low- k -диэлектрика плазмой магнетронного разряда в процессе нанесения барьерных слоев, нужно знать интенсивность ВУФ-излучения на поверхности диэлектрика, его спектральный состав и время экспозиции, необходимое для осаждения покрытия требуемой толщины. Измерение ВУФ-интенсивности излучения плазмы магнетронного разряда затруднено ввиду загрязнения детектора распыленными атомами и ранее не проводилось.

Настоящая работа описывает результаты измерений ВУФ-излучения аргоновой плазмы магнетронного разряда постоянного тока и исследования структуры разряда в рамках численного моделирования методом PIC MC. В работе суммируются основные результаты работ [3] и [17], выполненных при поддержке гранта РФФИ №18-29-27001.

Исследование структуры магнетронного разряда

Расчет параметров плазмы аксиально-симметричного магнетронного разряда над плоским катодом-мишенью в аргоне проводился в рамках самосогласованной 2D PIC MCC-модели [17]. В диапазоне давлений от 1 до 10 мТорр были рассчитаны стационарные состояния плазмы, в которых ток и напряжение разряда оставались неизменными. Напряжение источника V_{ext} подбиралось таким, чтобы ток разряда I был равен 0.5 А.

Распределение частоты ионизации для давлений 1 и 10 мТорр, а также для давления 3 мТорр, при котором напряжение разряда достигает минимума, показаны на рис. 1. Видно, что с ростом давления плазма всё больше концентрируется вблизи катода. При 10 мТорр область максимальной концентрации электронов находится на высоте около 0.45 мм от катода.

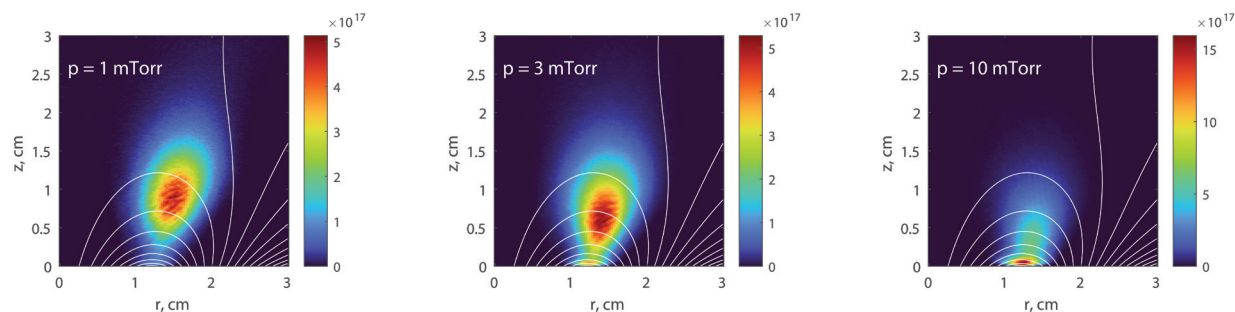


Рис. 1. Распределения частоты ионизации (в $\text{см}^{-3}\text{с}^{-1}$) при давлениях 1, 3 и 10 мТорр. Белыми линиями показаны линии магнитного поля.

Распределение потенциала плазмы показывает (см. [17]), что почти всё падение напряжения происходит в области около катода, состоящей из трех частей: катодного слоя шириной менее 0.2 мм, следующего за ним участка почти постоянного потенциала шириной 0.25–0.35 мм, за которым следует область предслоя шириной около 2 см. Размеры области предслоя и зависимость падающего в ней напряжения от давления качественно соответствуют данным зондовых измерений плазмы магнетронного разряда [4]. В расчетах HiPIMS плазмы при 3 мТорр [12] и при плотности ионного тока на катод в два раза большей, чем в нашем случае, плотности ионного тока на катод толщина катодного слоя была менее 0.1 мм, что хорошо согласуется с нашими результатами.

Были получены зависимости напряжений в слое и предслое от давления p . Зависимость U_s/U_{ps} от p хорошо аппроксимируется линейной функцией: $U_s/U_{ps} = 0.215 \cdot p[\text{мТорр}] - 0.021$. При низком давлении большая часть напряжения падает в предслое, при высоком – в катодном слое.

Причины увеличения доли напряжения, падающего в слое, с ростом давления представляются следующими. Увеличение эффективного коэффициента вторичной ион-электронной эмиссии с ростом давления (см. далее) приводит к увеличению вклада в ионизацию электронов, эмитированных с поверхности катода. Эти электроны набирают энергию в катодном слое и производят ионизацию вблизи его границы. Рост концентрации плазмы на границе катодного слоя ведет к увеличению напряжения слоя U_s .

Рожденные на катоде в результате вторичной ион-электронной эмиссии электроны, двигаясь в магнитном поле разрядной области, могут вновь столкнуться с катодом и быть им захвачены с вероятностью, определяемой коэффициентом отражения электронов от поверхности катода (0.5 в настоящей работе). Начальная энергия рожденного на поверхности катода электрона (4 эВ) меньше энергии возбуждения (11.5 эВ) и ионизации (15.8 эВ), поэтому неупругие столкновения, уменьшая энергию электрона, полученную им в электрическом поле слоя, делают его возвращение на катод невозможным. Таким образом, захвачены могут быть только электроны, не успевшие совершить ни одного неупругого столкновения.

Эффективный коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии γ_{eff} , определяется как

$$\gamma_{eff} = \frac{N_{ej} - N_{cap}}{N_{ion}} = \gamma - \frac{N_{cap}}{N_{ion}}, \quad (1)$$

где N_{ion} – поток ионов на поверхность катода, N_{ej} и N_{cap} – потоки электронов, эмитируемых с катода и захватываемых им, $\gamma = N_{ej}/N_{ion}$ – коэффициент вторичной электрон-ионной эмиссии, получаемый в пучковых экспериментах, когда $N_{cap} = 0$.

Расчеты показывают, что в нашем случае с ростом давления потери электронов уменьшаются, γ_{eff} увеличивается в 8 раз при изменении давления от 1 до 10 мТорр.

В отсутствие столкновений и флуктуаций электрического поля рожденные на катоде электроны в конце концов должны были бы вновь вернуться в него. Чем ниже давление, тем меньше частота столкновений и выше вероятность, что эмитированный с катода электрон, двигаясь в своей арочной области, столкнется с катодом и будет захвачен им. Если давление газа не очень велико, то за время между столкновениями с атомами газа большинство рожденных на катоде электронов успеют более одного раза столкнуться с катодом. В такой ситуации доля захваченных электронов должна быть довольно большой и уменьшаться с давлением, что и наблюдается в наших расчетах [17].

Полученные в расчете функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) хорошо аппроксимируются

двухтемпературной функцией распределения. Наблюдаемое уменьшение температуры электронов с давлением связано с уменьшением U_{ps} , приводящим к уменьшению электрического поля предслоя и уменьшению максимальной энергии, которую электроны могут набрать в нем между столкновениями.

Зависимость напряжения разряда U от давления p при постоянном токе разряда приведена на рис. 2. С ростом давления напряжение уменьшается, достигая минимума в районе 3 мТорр, после чего медленно растет. Похожая зависимость наблюдалась экспериментально в [18].

Существование минимума напряжения, по-видимому, обусловлено конкуренцией двух процессов: увеличением коэффициента вторичной ион-электронной эмиссии γ_{eff} и снижением температуры электронов с ростом давления. При низком давлении γ_{eff} мал, число первичных электронов мало, поэтому напряжение, падающее в слое, и вклад электронов слоя в ионизацию оказываются также малы. В такой ситуации большая часть ионизаций должна происходить в предслое и коэффициент размножения электронов в нем должен быть большим. Для этого напряженность электрического поля в предслое должна быть достаточно высокой, чтобы энергия, набираемая электронами между столкновениями, была не слишком мала для поддержания высокой напряженности электрического поля в широком предслое, напряжение разряда должно быть большим. С ростом давления увеличиваются γ_{eff} и число первичных электронов, растет число ионизаций электронами слоя (как первичными, так и рожденными в слое). Это приводит к увеличению концентрации плазмы на границе слоя, росту напряжения в слое и увеличению его вклада в ионизацию. Число электронов, входящих в предслой, значительно возрастает, и для поддержания тока разряда на заданном уровне требуется уже

гораздо меньший коэффициент размножения электронов в предслое. Напряженность поля в предслое снижается, напряжение разряда уменьшается, достигая минимума в районе 3 мТорр. Дальнейший рост давления еще больше уменьшает долю напряжения, падающую в предслое, приводя к уменьшению энергии, набираемой электронами между столкновениями и увеличению потерь на возбуждение атомов. Затраты энергии на создание ион-электронной пары возрастают (см. подробнее [17]). Для компенсации этого эффекта напряжение разряда растет.

ВУФ-излучение плазмы магнетронного разряда

Эксперименты проводились в цилиндрической вакуумной камере диаметром 37 см, на оси которой в средней части был установлен аксиально-симметричный магнетронный распылитель с плоской мишенью-катодом из титана диаметром 98 мм. Стенки камеры служили анодом. Между анодом и катодом поддерживался магнетронный разряд постоянного тока в аргоне при давлениях 2 и 12 мТорр. Ток разряда варьировался в диапазоне 0.2–2 А, при этом напряжение менялось от 200 до 275 В и от 155 до 243 В для давлений 2 и 12 мТорр соответственно. Свечение плазмы разряда имело форму кольца и располагалось вблизи поверхности катода.

В качестве детектора ВУФ-излучения использовались стеклянные пластинки с покрытием из салицилата натрия ($C_7H_5NaO_3$). Пластинки располагались вдали от разряда, чтобы снизить скорость их загрязнения распыленными атомами. Схема эксперимента описана в [3].

Согласно базе данных NIST [19], в атомных и ионных эмиссионных спектрах титана нет сильных линий в диапазоне ниже 200 нм. Эмиссия аргона в ВУФ-диапазоне в основном состоит из резонансного излучения атомов (104.8 и 106.7 нм) и ионов (92 и 93.2 нм) [20]. Определение величины потока ВУФ-излучения

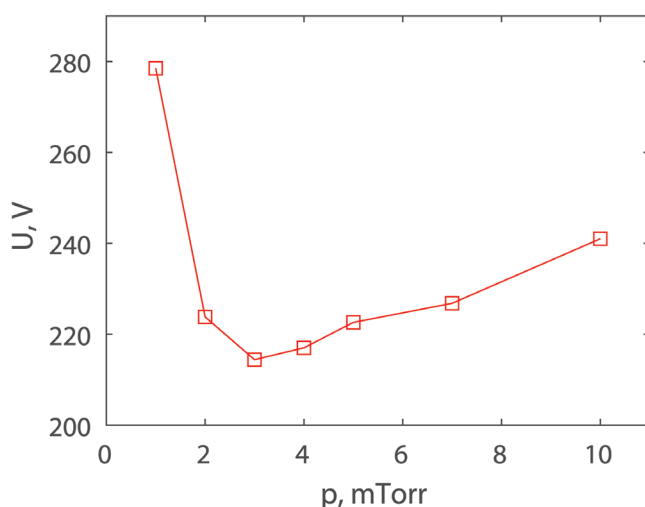


Рис. 2. Зависимость напряжения разряда U от давления p при постоянном токе разряда около 0.5 А.

на подложку, расположенную вблизи от магнетронного распылителя, проводилось в рамках модели переноса резонансного излучения, подробно описанной в [3].

Измерения показали почти линейную зависимость плотности потока ВУФ-излучения, падающего на детектор, от тока разряда (см. подробнее в [3]). Детектор располагался вдали от магнетронного разряда для уменьшения скорости его загрязнения распыленными атомами. Плотность ВУФ-излучения вблизи распыляемой мишени на расстоянии 10 см от нее определялась на основе данных измерений с помощью численной модели переноса излучения [3]. При этом рассматривались два предельных случая: (1) оценка сверху – ВУФ-излучение состоит из резонансного излучения атомов (104.8 и 106.7 нм) и (2) оценка снизу – ВУФ-излучение состоит из резонансного излучения ионов (92 и 93.2 нм). Полученные результаты приведены в таблице 1.

Заключение

В статье приведены основные результаты работ [3] и [17], полученные при выполнении проекта РФФИ №18-29-27001. Численное моделирование аксиально-симметричного магнетронного разряда постоянного тока

Таблица 1. Плотность потока ВУФ-излучения (I_{VUV}) на подложку, расположенную на расстоянии 100 мм от катода, при скорости осаждения покрытия 1.5 нм/с (ток разряда – 2 А).

Давление, мТорр	I_{VUV} [фотонов/(см ² с)]
2	$4.3 \cdot 10^{14} - 7.4 \cdot 10^{15}$
12	$3.4 \cdot 10^{14} - 1.7 \cdot 10^{15}$

в аргоне с плоским катодом диаметром 5 см при токе 0.5 А в диапазоне давлений от 1 до 10 мТорр показало, что прикатодная область, в которой падает почти всё напряжение разряда, состоит из трех частей: тонкого катодного слоя шириной менее 0.2 мм, области шириной 0.25–0.35 мм, в которой потенциал остается почти неизменным, а концентрация плазмы – максимальна, и следующего за ней предслоя шириной около 2 см, в котором рожденные в плазме электроны набирают энергию и производят большую часть ионизаций. С увеличением давления доля напряжения разряда, падающего в слое, увеличивается. В исследуемом диапазоне давлений отношение напряжений, падающих в слое и предслое, является линейной функцией давления. При постоянном токе разряда зависимость напряжения от давления имеет минимум в районе 3 мТорр. При давлении 1–3 мТорр в плазме предслоя наблюдаются волны концентраций электронов и ионов с длиной волны около 0.8–1 мм, движущиеся в направлении катода со скоростью около $6-7 \cdot 10^3$ м/с. С ростом давления волны становятся менее выраженными и почти исчезают при давлении 4 мТорр.

Проведены измерения ВУФ-излучения плазмы магнетронного разряда при различных давлениях и токах магнетронного разряда. На основе данных измерений и расчета переноса излучения получены оценки сверху плотности потока ВУФ-излучения аргонной плазмы магнетронного разряда с титановым катодом.

Литература

1. P. Kelly, R. Arnell
Vacuum, 2000, **56**(3), 159. DOI: 10.1016/S0042-207X(99)00189-X.
2. U. Helmersson, M. Lattemann, J. Bohlmark, A.P. Ehasarian, J.T. Gudmundsson
Thin Solid Films, 2006, **513**(1–2), 1. DOI: 10.1016/j.tsf.2006.03.033.
3. A.F. Pal, A.N. Ryabinkin, A.O. Serov, D.V. Lopaev, Y.A. Mankelevich, A.T. Rakhimov, T.V. Rakhimova, M.R. Baklanov
J. Phys. D: Appl. Phys., 2020, **53**(29), 295202. DOI: 10.1088/1361-6463/ab813f.
4. J.W. Bradley, S. Thompson, Y.A. Gonzalvo
Plasma Sources Sci. Technol., 2001, **10**(3), 490. DOI: 10.1088/0963-0252/10/3/314.
5. O. Baranov, M. Romanov, M. Wolter, S. Kumar, X. Zhong, K. Ostrikov
Phys. Plasmas, 2010, **17**(5), 053509. DOI: 10.1063/1.3431098.
6. C. Huo, D. Lundin, M.A. Raadu, A. Anders, J.T. Gudmundsson, N. Brenning
Plasma Sources Sci. Technol., 2013, **22**(4), 045005. DOI: 10.1088/0963-0252/22/4/045005.
7. N. Brenning, J.T. Gudmundsson, D. Lundin, T. Minea, M.A. Raadu, U. Helmersson
Plasma Sources Sci. Technol., 2016, **25**(6), 065024. DOI: 10.1088/0963-0252/25/6/065024.
8. S. Kondo, K. Nanbu
J. Vac. Sci. Technol. A: Vacuum, Surfaces, Film., 2001, **19**(3), 830. DOI: 10.1116/1.1359534.
9. I. Kolev, A. Bogaerts, R. Gijbels
Phys. Rev. E., 2005, **72**(5), 056402. DOI: 10.1103/PhysRevE.72.056402.
10. I. Kolev, A. Bogaerts
IEEE Trans. Plasma Sci., 2006, **34**(3), 886. DOI: 10.1109/TPS.2006.875843.
11. E. Bultinck, A. Bogaerts
J. Phys. D: Appl. Phys., 2008, **41**(20), 202007. DOI: 10.1088/0022-3727/41/20/202007.
12. A. Revel, T. Minea, C. Costin
Plasma Sources Sci. Technol., 2018, **27**(10), 105009. DOI: 10.1088/1361-6595/aadebe.

Images & Tables

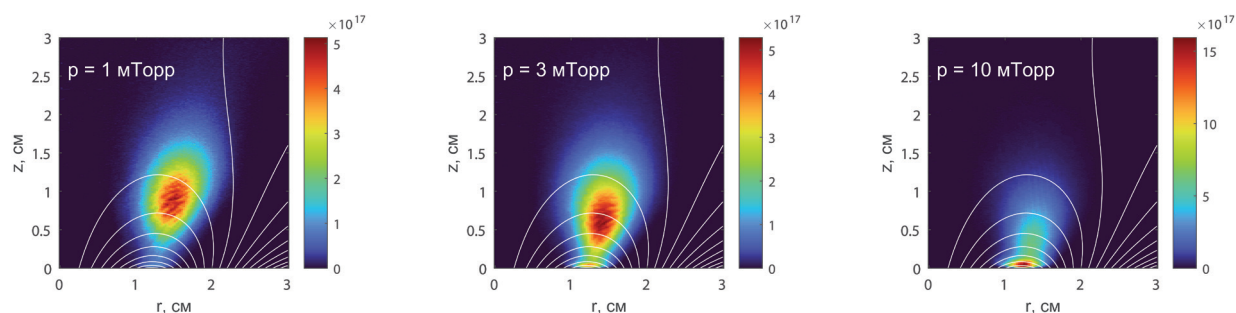


Fig. 1. Ionization rate distributions at pressures of 1, 3, and 10 mTorr. The white lines show the magnetic field lines.

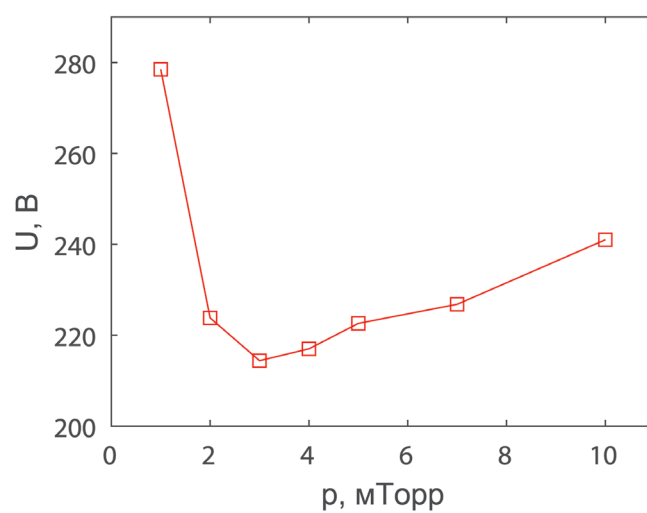


Fig. 2. Dependence of discharge voltage U on pressure p at a constant discharge current of about 0.5 A.

Table 1. VUV flux (I_{VUV}) on the substrate located at a distance of 100 mm from the sputtering cathode at the coating deposition rate of 1.5 nm/s (discharge current – 2 A)

Pressure, mTorr	I_{VUV} [photons/(cm ² s)]
2	$4.3 \cdot 10^{14} - 7.4 \cdot 10^{15}$
12	$3.4 \cdot 10^{14} - 1.7 \cdot 10^{15}$

References

1. P. Kelly, R. Arnell
Vacuum, 2000, **56**(3), 159. DOI: 10.1016/S0042-207X(99)00189-X.
2. U. Helmersson, M. Lättemann, J. Bohlmark, A.P. Ehiasarian, J.T. Gudmundsson
Thin Solid Films, 2006, **513**(1–2), 1. DOI: 10.1016/j.tsf.2006.03.033.
3. A.F. Pal, A.N. Ryabinkin, A.O. Serov, D.V. Lopaev, Y.A. Mankelevich, A.T. Rakhimov, T.V. Rakhimova, M.R. Baklanov
J. Phys. D: Appl. Phys., 2020, **53**(29), 295202. DOI: 10.1088/1361-6463/ab813f.
4. J.W. Bradley, S. Thompson, Y.A. Gonzalvo
Plasma Sources Sci. Technol., 2001, **10**(3), 490. DOI: 10.1088/0963-0252/10/3/314.
5. O. Baranov, M. Romanov, M. Wolter, S. Kumar, X. Zhong, K. Ostrikov
Phys. Plasmas, 2010, **17**(5), 053509. DOI: 10.1063/1.3431098.
6. C. Huo, D. Lundin, M.A. Raadu, A. Anders, J.T. Gudmundsson, N. Brenning
Plasma Sources Sci. Technol., 2013, **22**(4), 045005. DOI: 10.1088/0963-0252/22/4/045005.
7. N. Brenning, J.T. Gudmundsson, D. Lundin, T. Minea, M.A. Raadu, U. Helmersson
Plasma Sources Sci. Technol., 2016, **25**(6), 065024. DOI: 10.1088/0963-0252/25/6/065024.
8. S. Kondo, K. Nanbu
J. Vac. Sci. Technol. A: Vacuums, Surfaces, Film., 2001, **19**(3), 830. DOI: 10.1116/1.1359534.
9. I. Kolev, A. Bogaerts, R. Gijbels
Phys. Rev. E., 2005, **72**(5), 056402. DOI: 10.1103/PhysRevE.72.056402.
10. I. Kolev, A. Bogaerts
IEEE Trans. Plasma Sci., 2006, **34**(3), 886. DOI: 10.1109/TPS.2006.875843.
11. E. Bultinck, A. Bogaerts
J. Phys. D: Appl. Phys., 2008, **41**(20), 202007. DOI: 10.1088/0022-3727/41/20/202007.
12. A. Revel, T. Minea, C. Costin
Plasma Sources Sci. Technol., 2018, **27**(10), 105009. DOI: 10.1088/1361-6595/aadebe.
13. S. Uchida, S. Takashima, M. Hori, M. Fukasawa, K. Ohshima, K. Nagahata, T. Tatsumi
J. Appl. Phys., 2008, **103**(7), 073303. DOI: 10.1063/1.2891787.
14. H. Shi, H. Huang, J. Bao, J. Liu, P.S. Ho, Y. Zhou, J.T. Pender, M.D. Armacost, D. Kyser
J. Vac. Sci. Technol. B, 2012, **30**(1), 011206. DOI: 10.1116/1.3671008.
15. T.V. Rakhimova, A.T. Rakhimov, Y.A. Mankelevich, D.V. Lopaev, A.S. Kovalev, A.N. Vasileva, O.V. Proshina, O.V. Braginsky, S.M. Zyryanov, K. Kurchikov, N.N. Novikova, M.R. Baklanov
Appl. Phys. Lett., 2013, **102**(11), 111902. DOI: 10.1063/1.4795792.
16. T.V. Rakhimova, A.T. Rakhimov, Y.A. Mankelevich, D.V. Lopaev, A.S. Kovalev, A.N. Vasileva, S.M. Zyryanov, K. Kurchikov, O.V. Proshina, D.G. Voloshin, N.N. Novikova, M.B. Krishtab, M.R. Baklanov
J. Phys. D: Appl. Phys., 2014, **47**(2), 025102. DOI: 10.1088/0022-3727/47/2/025102.
17. A.N. Ryabinkin, A.O. Serov, A.F. Pal, Y.A. Mankelevich, A.T. Rakhimov, T.V. Rakhimova
Plasma Sources Sci. Technol. IOP Publishing, 2021, **30**(5), 055009. DOI: 10.1088/1361-6595/abf31e.
18. Y.A. Mankelevich, A.F. Pal, A.N. Ryabinkin, A.O. Serov
J. Phys. Conf. Ser., 2018, **946**(1), 012150. DOI: 10.1088/1742-6596/946/1/012150.
19. NIST Atomic Spectra Database (<https://physics.nist.gov/asd>). DOI: 10.18434/T4W30F.
20. S. Espinho, E. Felizardo, J. Henriques, E. Tatarova
J. Appl. Phys., 2017, **121**(15), 153303. DOI: 10.1063/1.4981535.