

Экспериментально-теоретическое исследование теплового процесса при распылении горячей титановой мишени

В. И. Шаповалов[✉], Д. С. Шарковский, Д. И. Беленко

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
«ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, Россия

[✉] vishapovalov@mail.ru

Аннотация. Цель исследований, отраженных в статье, – исследование теплового процесса, приводящего к нагреванию подложки, при магнетронном распылении двухслойной мишени в аргоне. Внешняя титановая пластина, распыляемая потоком ионов аргона, работая в горячем режиме, могла быть нагрета вплоть до температуры плавления. Внутренняя медная пластина, охлаждаемая проточной водой, служила холодильником. Выполнены измерения кинетики нагревания подложки при разной мощности разряда магнетрона и моделирование теплового процесса на мишени. Для измерений использован термопарный датчик. Моделирование проводилось с помощью пакета COMSOL Multiphysics и позволило установить неравномерность температуры поверхности внешней пластины. Анализ результатов позволил выделить область внешней пластины, наиболее значимо влияющую на нагревание подложки, и установить зависимость эффективной температуры внешней пластины от мощности разряда.

Ключевые слова: магнетрон, горячая мишень, титан, вольтамперная характеристика, термоэлектронная эмиссия, тлеющий разряд, дуговой разряд

Для цитирования: Шаповалов В. И., Шарковский Д. С., Беленко Д. И. Экспериментально-теоретическое исследование теплового процесса при распылении горячей титановой мишени // Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2025. Т. 18, № 9. С. 15–27. doi: 10.32603/2071-8985-2025-18-9-15-27.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Original article

Experimental Theoretical Study of the Thermal Process during Sputtering of a Hot Titanium Target

V. I. Shapovalov[✉], D. S. Sharkovskii, D. I. Belenko

Saint Petersburg Electrotechnical University, Saint Petersburg, Russia

[✉] vishapovalov@mail.ru

Abstract. The aim of the work was to study the thermal process leading to substrate heating during magnetron sputtering of a two-layer target in argon. The outer titanium plate, sputtered by an argon ion flow, working in the hot mode, could be heated up to the melting point. The inner copper plate, cooled by running water, served as a refrigerator. In the work, the kinetics of substrate heating were measured at different magnetron discharge powers and the thermal process on the target was simulated. A thermocouple sensor was used for the measurements. The modelling was performed using the COMSOL Multiphysics package, which made it possible to establish the non-uniformity of the surface temperature of the outer plate. The analysis of the results made it possible to isolate the area of the outer plate that most significantly affects the heating of the substrate and to establish the dependence of the effective temperature of the outer plate on the discharge power.

Keywords: magnetron, hot target, titanium, volt-ampere characteristic, thermionic emission, glow discharge, arc discharge

For citation: Shapovalov V. I., Sharkovskii D. S., Belenko D. I. Experimental Theoretical Study of the Thermal Process during Sputtering of a Hot Titanium Target // LETI Transactions on Electrical Engineering & Computer Science. 2025. Vol. 18, no. 9. P. 15–27. doi: 10.32603/2071-8985-2025-18-9-15-27.

Conflict of interest. The authors declare no conflicts of interest.

Введение. В последние 80 лет не угасает интерес к пленкам переходных металлов, их сплавов и соединений различного уровня сложности [1]–[4]. Внимание многих ведущих мировых исследовательских центров сосредоточено на изучении методов синтеза и свойств этих пленок. Они играют все возрастающую роль во многих отраслях промышленности.

В потоке публикаций огромное внимание уделено пленкам, содержащим титан. Начиная от пленок чистого металла [1], развитие интереса к нему прошло через пленки простых соединений (типа оксидов, нитридов и др.) [5]–[9] и твердых растворов, например двойных TiAlN [10], TiCrN [11], TiTaO [12], TiAlON [13] или тройных [14]. В последнее время экспоненциально растет число публикаций о пленках высокоэнтропийных сплавов [15]–[17].

Для синтеза пленок эффективны методы магнетронного распыления. С момента появления в 1939 г. патента [18] технология распыления получила широкое признание. Ее развитие от сбалансированного магнетрона с одиночной охлаждаемой металлической мишенью, распыляемой на постоянном токе в инертном газе, привело к созданию нескольких разновидностей этих устройств [19]. Синтез пленок металлических сплавов проводят методами сораспыления, используя несколько магнетронов, оснащенных мишенями из разных металлов [11], либо магнетрон с одинарной прессованной мишенью [10]. Для синтеза пленок соединений и твердых растворов в инертную среду добавляют химически активный газ [20]. Наряду с этим исследуют особенности синтеза пленок с помощью магнетронов, оснащенных мишенями, которые могут быть нагреты вплоть до температуры плавления и выше [21]–[27].

При синтезе пленок с помощью любого метода магнетронного распыления с эффективно охлаждаемой мишенью температура подложки неминуемо увеличивается. Этот эффект всегда вызывал большой интерес [28]–[41], поскольку он влиял на физические свойства синтезированных пленок. В одной из первых работ [28] была изучена кинетика нагревания подложки при распылении на постоянном токе в аргоне некоторых металлических мишеней. Автор выяснил, что нагревание подложки вызывают кинетическая энергия распыленных атомов; энергия, выделяемая при фазовых переходах (конденсация и кристаллизация осажда-

емого материала); излучение разряда и кинетическая энергия электронов из разряда.

Исследованию тепловых процессов при магнетронном распылении мишеней, работающих в горячем режиме, посвящены наши публикации [25], [42]–[44]. Экспериментально и с помощью моделирования было установлено, что энергетический поток, генерируемый горячей мишенью, содержит значительную тепловую составляющую, которая повышает температуру подложки в два раза и более. Моделирование выполнено с помощью пакета COMSOL Multiphysics. Основная сложность моделирования нагревания подложки заключается в существенно неравномерном нагревании мишени. В связи с этим и пространственное распределение теплового потока тоже неравномерно.

Данная публикация расширяет исследования, описанные в [43]. Ее цель состояла в изучении стационарного потока тепла, нагревающего подложку, который генерирует горячая титановая мишень магнетрона при распылении в аргоне. В статье использованы результаты экспериментального изучения кинетики нагревания подложки и выполнено моделирование теплового процесса на мишени.

Условия эксперимента. Объектом данного исследования служила двухслойная мишень (далее будем называть ее горячей), установленная на плоском цилиндрическом сбалансированном магнетроне постоянного тока диаметром 130 мм. Мишень (рис. 1) состояла из внутренней медной пластины 1 толщиной 4 мм, охлаждаемой водой. На ней с помощью крепежного кольца 2 с зазором 1 мм была закреплена внешняя пластина 3 из титана толщиной 1 мм, работающая в горячем режиме. Экспериментальное исследование тепловых процессов, происходящих на подложке, выполнено в вакуумной камере объемом $7.8 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3$ при остаточном давлении не более 10^{-2} мторр. Для измерения кинетики нагревания подложки использован термопарный датчик с чувствительным элементом в виде медного диска, имеющего площадь 100 мм^2 . Элемент закреплен на спае термопары хромель-алюмель. Тепловые измерения выполнены при токе разряда 1...3 А и давлении аргона 4 мторр с относительной погрешностью $\pm 10\%$. Дополнительно выполнены аналогичные эксперименты на этом же магнетроне, оснащенный одиночной титановой мишенью толщиной 6 мм,

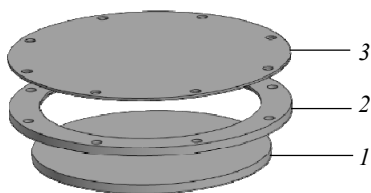


Рис. 1. Двухслойная мишень, содержащая:
 1 – внутреннюю пластину, охлаждаемую
 проточной водой; 2 – кольцо, обеспечивающее
 зазор 1 мм между элементами 1 и 3; 3 – внешнюю
 пластину, работающую в горячем режиме
 Fig. 1. A two-layer target containing: 1 – an inner
 plate cooled by running water; 2 – a ring provid-
 ing a gap of 1 mm between elements 1 and 3;
 3 – an outer plate operating in hot mode

работающей в холодном режиме (холодная мишень).

Здесь следует обратить внимание на термины, которые будут использованы в дальнейшем. При осаждении пленки интерес всегда вызывает температура подложки. Однако непосредственное ее измерение – сложная техническая задача. Измерение заменяют оценкой, которую можно получить, зная тепловой поток, нагревающий подложку. А эту величину определяют с помощью термопарного датчика. Суть методики заключается в том, что рядом с подложкой располагают металлическую пластинку, закрепленную на спае термопары. Эту пластинку часто называют чувствительным элементом (ЧЭ) термопарного датчика. Измерение кинетики ее нагревания дает возможность оценить тепловые потоки, вызывающие этот процесс. Непротиворечиво считать, что при осаждении пленки этот поток разогревает и подложку. Кинетика нагревания различных элементов, расположенных в одной плоскости на определенном расстоянии от мишени магнетрона, отличается лишь тепловыми свойствами соответствующих материалов и особенностями крепления каждого из них. Однако эти особенности никак не повлияют на потоки, которые генерирует мишень.

Для численного исследования был использован модуль «Теплопередача» пакета COMSOL Multiphysics. С особенностью геометрической модели двухслойной мишени магнетрона можно ознакомиться в [25].

Результаты и обсуждение. Методика исследования включала несколько этапов:

- 1) экспериментальное изучение влияния мощности разряда на кинетику нагревания ЧЭ при распылении горячей и холодной мишеней;
- 2) определение энергетических потоков, под воздействием которых произошло нагревание ЧЭ в обоих случаях;

3) определение тепловой составляющей в энергетическом потоке, который нагревает ЧЭ при распылении горячей мишени;

4) численное изучение влияния мощности разряда на латеральное распределение температуры поверхности внешней пластины мишени;

5) изучение влияния мощности разряда на тепловой поток, генерируемый горячей мишенью, с помощью дифференциальной методики;

6) изучение влияния мощности разряда на тепловой поток, нагревающий ЧЭ;

7) анализ результатов эксперимента и моделирования.

Кинетика нагревания чувствительного элемента. На рис. 2 и 3 показаны результаты измерения кинетики нагревания ЧЭ при работе магнетронов с холодной (рис. 2) и горячей (рис. 3) мишенями.

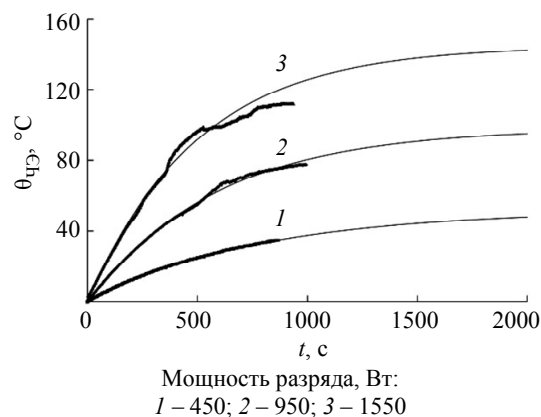


Рис. 2. Кинетика нагревания ЧЭ при распылении холодной титановой мишени. Жирная линия – эксперимент; тонкая – аппроксимация
 Fig. 2. Kinetics of heating of the SE during sputtering of a cold titanium target. Bold line – experiment; thin line – approximation

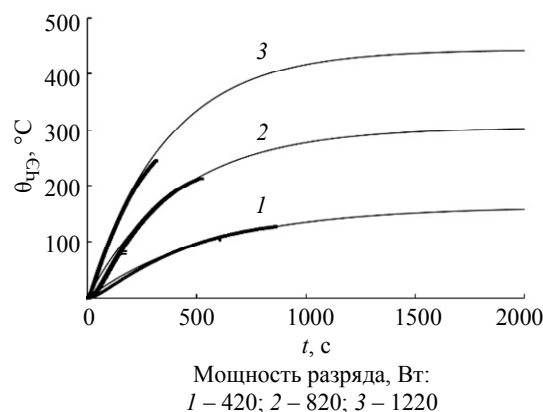


Рис. 3. Кинетика нагревания ЧЭ при распылении горячей титановой мишени. Жирная линия – эксперимент; тонкая – аппроксимация
 Fig. 3. Kinetics of heating of the SE during sputtering of a hot titanium target. Bold line – experiment; thin line – approximation

С достоверностью 0.999 зависимости на рис. 2 и 3 описывает экспонента (тонкие линии):

$$\theta_{\text{ЧЭ}}(P, t) \approx \theta_{\text{ЧЭ}\infty}(P) \left\{ 1 - \exp[-\alpha_{\text{ЧЭ}}^+(P)t] \right\}, \quad (1)$$

где $\theta_{\text{ЧЭ}\infty}(P)$ – температура ЧЭ в стационарном состоянии; $\alpha_{\text{ЧЭ}}^+$ – размерная величина, определяющая скорость нагревания. Обратная ей величина имеет смысл постоянной времени. Вычисленные по экспериментальным данным зависимости параметра $\theta_{\text{ЧЭ}\infty}$ в (1) от мощности разряда для мишеней обоих типов даны в табл. 1 и для наглядности – на рис. 4. Из рис. 4 следует, что влияние мощности разряда на стационарную температуру ЧЭ не отклоняется от полинома первого порядка.

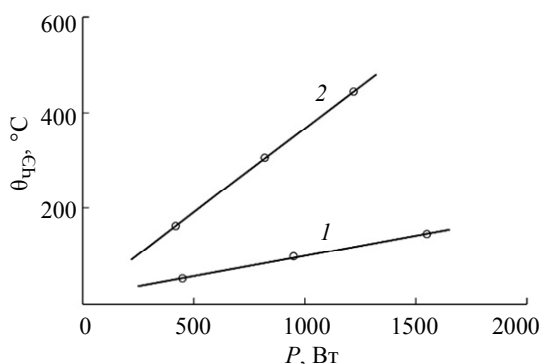


Рис. 4. Зависимости стационарной температуры ЧЭ от мощности разряда для мишени:
1 – холодной; 2 – горячей

Fig. 4. Dependences of the stationary temperature of the SE on the discharge power for the target:
1 – cold; 2 – hot

Табл. 1. Результаты расчетов
Tab. 1. Calculation results

Мишень	P , Вт	$\theta_{\text{ЧЭ}\infty}$, °C	a , °C/c	$Q_{\text{ЧЭ}}$, Вт
Холодная	450	55	0.07	0.05
	950	100	0.17	0.11
	1550	145	0.30	0.21
Горячая	420	160	0.28	0.19
	820	305	0.71	0.49
	1220	450	1.26	0.87

Перейдем к определению энергетических потоков, под воздействием которых произошло нагревание элемента в обоих случаях. Кинетическое уравнение нагревания ЧЭ имеет вид

$$\frac{d\theta_{\text{ЧЭ}}}{dt} = \left(\frac{d\theta_{\text{ЧЭ}}}{dt} \right)^+ + \left(\frac{d\theta_{\text{ЧЭ}}}{dt} \right)^-. \quad (2)$$

Правая часть уравнения (2) отражает конкуренцию подвода $(d\theta_{\text{ЧЭ}}/dt)^+$ и отвода $(d\theta_{\text{ЧЭ}}/dt)^-$ тепла при работающем магнетроне. Отвод может

быть обусловлен излучением, теплопередачей через газ и элементы конструкции держателя ЧЭ. Учитывая это, уравнение (2) выразим в форме температурной зависимости:

$$\frac{d\theta_{\text{ЧЭ}}}{dt} = a - b\theta_{\text{ЧЭ}}^4 - c\theta_{\text{ЧЭ}}, \quad (3)$$

где a , b и c – величины, пропорциональные мощности, выделяемой на ЧЭ, его излучательной способности, теплопроводности газа и элементов конструкции держателя ЧЭ, соответственно. Ранее нами было показано [4], что отвод тепла от ЧЭ за счет излучения незначим (в (3) $b = 0$), поэтому зависимости (3), полученные численным дифференцированием каждой экспериментальной кривой на рис. 2 и 3, с высокой достоверностью аппроксимируют полиномами первого порядка:

$$\frac{d\theta_{\text{ЧЭ}}}{dt} \approx a - c\theta_{\text{ЧЭ}}. \quad (4)$$

Исходя из (2) и (4), кинетику подвода тепла после включения магнетрона можно представить в виде

$$\left(\frac{d\theta_{\text{ЧЭ}}}{dt} \right)^+ = a. \quad (5)$$

В табл. 1 даны значения параметра a из (5) для всех экспериментальных зависимостей, полученных в данной работе. Как показано в [45], плотность мощности, выделенная на элементе, равна

$$Q_{\text{ЧЭ}} = mca, \quad (6)$$

где $m = 1.8 \cdot 10^{-3}$ кг – масса; $c = 385$ (Дж/(кг · К)) – удельная теплоемкость ЧЭ (см. табл. 1).

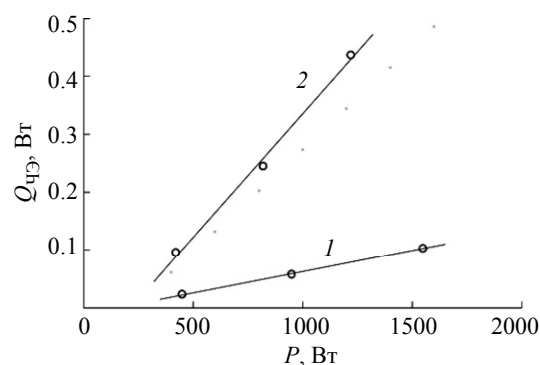


Рис. 5. Зависимости энергетических потоков, выделяемых на ЧЭ от мощности разряда для мишени: 1 – холодной; 2 – горячей

Fig. 5. Dependences of energy flows released of the SE on the discharge power for the target:
1 – cold; 2 – hot

На рис. 5 точками изображены зависимости от мощности разряда энергетических потоков, нагревающих ЧЭ при распылении разных мише-

ней. Нагревание подложки при распылении холодной мишени могут вызывать нескольких потоков энергии [45]:

$$q_{CT} = q_{kin} + q_{ph} + q_{hv}, \quad (7)$$

где потоки обусловлены: q_{kin} – кинетической энергией распыленных атомов; q_{ph} – энергией, выделяемой при фазовых переходах (конденсация и кристаллизация осаждаемого материала); q_{hv} – излучением разряда.

В магнетроне с горячей мишенью тепловые процессы протекают иным образом, чем в случае холодной мишени. Причиной этого служит увеличение теплового потока, нагревающего подложку, за счет излучения мишени и появления потока испаренных атомов. В отличие от (7) его можно выразить следующим образом

$$q_{HT} = q_{kin} + q_{ph} + q_{hv} + q_{rad} + q_{ev}, \quad (8)$$

где q_{rad} и q_{ev} – тепловые потоки, обусловленные тепловым излучением мишени и испаренными атомами соответственно.

Основная независимая переменная при работе магнетрона в среде аргона при давлении менее 10 мторр – мощность разряда P . Учитывая это, а также (7) и (8), выразим приращение энергетического потока Δq_{HT} на ЧЭ за счет разогревания мишени

$$\Delta q_{HT}(P) = q_{HT}(P) - q_{CT}(P). \quad (9)$$

Величина (9) есть тепловой поток, нагревающий подложку, генерируемый горячей мишенью. Его зависимость от мощности разряда дана на рис. 6. Она получена в виде разности

$$\begin{aligned} \Delta q_{HT}(P) &= q_{HT}^*(P) - q_{CT}^*(P) = \\ &= 6.54 \cdot 10^{-4} P - 14.1 \cdot 10^{-2}. \end{aligned} \quad (10)$$

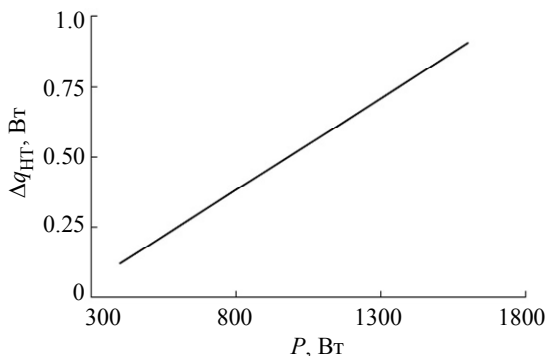


Рис. 6. Зависимость теплового потока на ЧЭ в соответствии с (9) от мощности разряда
Fig. 6. Dependence of the heat flow on the SE in accordance with (9) on the discharge power

В (10) звездочка в надстрочных индексах энергетических потоков означает аппроксимацию. Она была выполнена по зависимостям, приведенным на рис. 5. Далее перейдем к численному моделированию теплового процесса, протекающего при распылении горячей мишени.

Моделирование теплового процесса. Остановимся на магнетроне, работающем в стационарном режиме, и определим в первую очередь латеральное распределение температуры внешней пластины. Для описания задачи было использовано двумерное однородное уравнение Фурье [25]

$$\frac{d\theta(r, \varphi, t)}{dt} - a^2 \Delta \theta(r, \varphi, t) = 0, \quad (11)$$

где r – радиус-вектор, лежащий на поверхности внешней пластины; φ – полярный угол; a – коэффициент температуропроводности; Δ – оператор Лапласа. Для стационарной задачи уравнение (11) упрощается:

$$\Delta \theta(r, \varphi) = 0. \quad (12)$$

Граничные условия и иные подробности решения уравнения (12) можно найти в [25]. Численное решение уравнения (12) выполнено с помощью модуля Heat Transfer пакета COMSOL Multiphysics.

Для примера на рис. 7 приведены результаты решения (12) в виде центральных сечений распределений температуры $\theta(r)$ при $\varphi = 0$. Решения приведены для температуры внутренней пластины-холодильника 0°C . Характерной чертой распределений на рис. 7 служит максимумы, расположенные ближе к центру вне распыляемой области пластины, имеющей форму кольца.

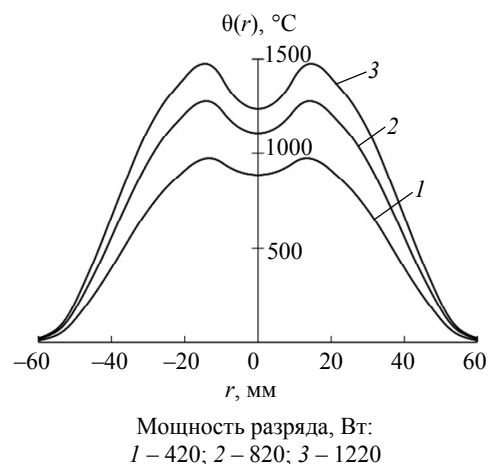


Рис. 7. Центральные сечения ($\varphi = 0$) латеральных распределений температуры внешней пластины

Fig. 7. Central sections ($\varphi = 0$) of lateral distributions of the outer plate temperature

Источником теплового потока при распылении мишени служит внешняя пластина. Результат решения уравнения (12) дает возможность определить кинетику теплового потока Q_{rad} , который она генерирует. Этот поток можно связать, например, с эффективной температурой $\theta_{\text{эф}}$:

$$\theta_{\text{эф}} = \frac{1}{F_{\text{rad}}} \iint_{F_{\text{rad}}} \theta(r, \varphi) dr d\varphi, \quad (13)$$

где F_{rad} – площадь излучающей области на поверхности внешней пластины. Связь между Q_{rad} и $\theta_{\text{эф}}$ устанавливает широко известный закон Стефана–Больцмана:

$$Q_{\text{rad}} = \sigma (\varepsilon_t \theta_{\text{эф}}^4 - \varepsilon_{\text{rec}} \theta_{\text{rec}}^4) F_{\text{rad}}, \quad (14)$$

где $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$ – постоянная Стефана–Больцмана; ε_t – коэффициент излучения мишени; ε_{rec} и θ_{rec} – коэффициент излучения и температура приемника излучения. В (14) величины $\theta_{\text{эф}}$ и θ_{rec} следует подставлять в кельвинах, в других случаях температуру будем выражать в градусах Цельсия.

Прямое применение (13) сталкивается с неоднозначностью определения излучающей области внешней пластины. Как следует из рис. 7, наибольшую температуру имеет ее центральная область, имеющая радиус менее 40 мм. Она и служит основным источником теплового потока. Задача носит осесимметричный характер, поэтому выбор конкретной излучающей области, соответствующей экспериментальному результату, показанному на рис. 6, фактически сводится к выбору ее радиуса. Дальнейший анализ посвятим определению зависимости от радиуса области внешней пластины суммарного теплового потока в плоскости ЧЭ, который генерирует горячая мишень.

Для вычисления используем модель, названную в [43] дифференциальной. В ней внешняя пластина представлена в виде совокупности дискретных элементов. Центральный при $r = 0$ – круг с радиусом r_1 . Все остальные имеют форму концентрических колец с внутренним и внешним радиусами r_i и r_{i+1} при $i = 1, 2, \dots, N-1$ соответственно. Каждый элемент при заданной мощности разряда P имеет постоянную температуру $\theta^*(r_i^*, \varphi)$, равную среднему

$$\theta^*(r_i^*, \varphi) = \frac{\theta(r_{i+1}, \varphi) + \theta(r_i, \varphi)}{2}, \quad (15)$$

где $r_i^* = (r_{i+1} + r_i)/2$ – радиус центральной окружности i -го кольца; $\theta(r_{i+1}, \varphi)$ и $\theta(r_i, \varphi)$ – расчетные значения температуры $\theta(r, \varphi)$ на его границах. Таким образом, в дифференциальной модели выполняется ступенчатая аппроксимация зависимости $\theta(r, \varphi)$. Отправной точкой при выполнении этой процедуры служит выбор числа элементов N . Очевидно, что увеличение N способствует уменьшению погрешности.

Пример результата ступенчатой аппроксимации с учетом (15) приведен на рис. 8. Аппроксимация выполнена с равномерным шагом 1 мм, что обеспечило относительную погрешность менее 2 %. Каждый фрагмент внешней пластины, имеющий площадь

$$F_{\text{rad}_i} = 2\pi(r_{i+1}^2 - r_i^2), \quad i = 0, 1, 2, \dots, N-1, \quad (16)$$

в соответствии с (14) при заданной мощности разряда излучает поток тепла

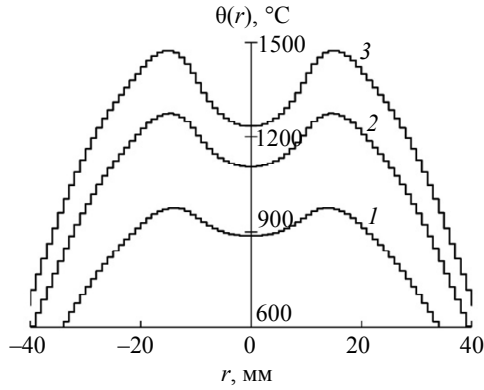
$$Q_{\text{rad}_i} = \sigma [\varepsilon_t \theta^{*4}(r_i^*, \varphi) - \varepsilon_{\text{rec}} \theta_{\text{rec}}^4] F_{\text{rad}_i}, \quad (17)$$

$i = 0, 1, 2, \dots, N-1.$

Значение $i = 0$ соответствует центральному кругу. Учитывая (16) и (17), суммарный поток, который генерирует внешняя пластина, определим суммой

$$Q_{\Sigma} = \sum_{i=0}^{N-1} Q_{\text{rad}_i}. \quad (18)$$

Результат применения формулы (18) с переменным верхним пределом суммирования n , изменяющимся от 0 до $N-1 = 64$, представлен на рис. 9, который фактически описывает зависимость теплового потока, генерируемого внутренним кругом пластины, от его радиуса R_0 . Источником наименьшего размера служит центральный диск модели с радиусом $R_0 = r_1 = 1$ мм. При каждом последующем значении n в источник добавляется следующее кольцо. Наибольший размер имеет источник, включающий все N элементов. Для определения значений R_0 по рис. 9 используем тот факт, что ширина каждого кольца в дифференциальной модели пластины имеет ширину 1 мм. Это означает, что в качестве значения R_0 можно принять значение n с размерностью длины. Из рис. 8 видно, что основную долю теплового излучения генерирует внутренняя область пластины радиусом 40 мм.



Мощность разряда, Вт:

1 – 420; 2 – 820; 3 – 1220

Рис. 8. Центральные сечения ($\varphi = 0$) аппроксимирующих поверхностей $\theta^*(r, \varphi)$
Fig. 8. Central sections ($\varphi = 0$) of approximating surfaces $\theta^*(r, \varphi)$

Суммарный поток на рис. 9 иллюстрирует лишь тепловой процесс на мишени. Поток (18) имеет пространственное распределение, пропорциональное косинусу угла относительно нормали к поверхности мишени. Поэтому на ЧЭ падает лишь незначительная его часть. Для достижения цели, поставленной в данной статье, необходимо определить тепловой поток от мишени на удаленной поверхности определенной геометрической формы с заданными размерами. Эту величину задает сумма:

$$Q_{\Sigma} = \sum_{i=0}^{N-1} \varphi_i Q_{\text{rad}_i}, \quad (19)$$

где φ_i – угол видимости или угловой коэффициент излучения, определяемый как доля теплового потока, падающего на заданную поверхность, от полного теплового потока, излучаемого источником. Напомним, что приемником излучения служит медный диск площадью 100 мм^2 , который расположен на одной оси с внешней пластиной мишени на расстоянии 110 мм. Более подробно с вычислением углов видимости можно ознакомиться в [43].

Изучим процесс переноса тепла более детально. Для этого с помощью (16), (17) и (19) определим зависимость теплового потока на ЧЭ от радиуса R_0 области мишени, принятой в качестве его источника. По аналогии с (18) запишем

$$Q_{\Sigma_n} = \sum_{i=0}^n \varphi_i Q_{\text{rad}_i}, \quad (20)$$

Вычисления по этой формуле были выполнены, как и ранее, для трех мощностей, указанных в табл. 1, при которых были выполнены эксперименты с горячей мишенью. Сплошные линии на рис. 10 отражают результаты вычислений по

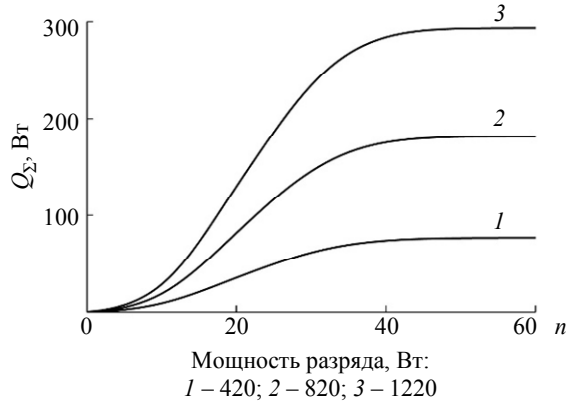


Рис. 9. Зависимости суммарного теплового потока, который генерирует мишень, от количества участвующих в этом процессе элементов модели
Fig. 9. Dependences of the total heat flow generated by the target on the number of model elements participating in this process

формуле (20). Из рис. 10 видно, что так же, как и на рис. 9, внешнее кольцо шириной 20 мм практически не дает вклада в тепловой поток.

Дополнительно на оси Q_{rad} рис. 10 выделены три участка. Они отражают результаты экспериментального исследования кинетики нагрева ЧЭ (рис. 1 и 2), которые указаны в табл. 1 и на рис. 5. Центр каждого участка задается величиной $\Delta q_{\text{HT}}(P_j)$, $j = 1, 2, 3$, определенной формулой (10) для мощностей разряда $P_j = 420, 820$ и 1220 Вт. Границы участка определены погрешностью тепловых измерений 10 %:

$$\Delta q_{j\pm} = \Delta q_{\text{HT}}(P_j)(1 \pm 0.1), \quad j = 1, 2, 3. \quad (21)$$

Каждая пара значений $\Delta q_{j\pm}$, вычисленная с помощью формулы (21), позволила установить воз-

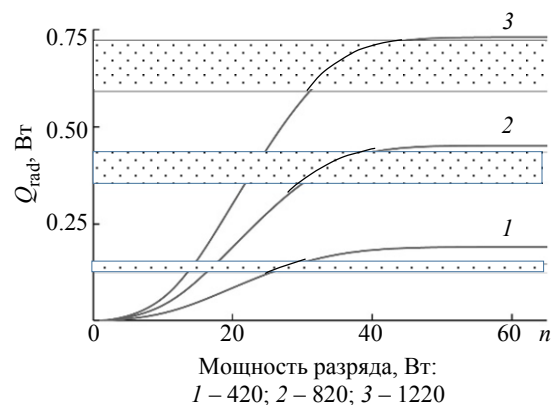


Рис. 10. Зависимости суммарного теплового потока, который достигает ЧЭ, от количества участвующих в его генерации элементов модели внешней пластины

Fig. 10. Dependences of the total heat flow that reaches the SE on the number of elements of the external plate model participating

можный размер области мишени, которая создает тепловой поток, установленный экспериментально. Для этого на рис. 10 построены области, выделенные точками. Пересечения границ каждой полосы с соответствующей зависимостью $Q_{\Sigma n}(P_j)$, $j = 1, 2, 3$ указывают на границы искомой области.

Табл. 2. Результаты анализа
Tab. 2. Results of the analysis

Граница интервала	Значение	P, Вт		
		420	820	1220
Нижняя	Δq_{j-} , Вт	0.12	0.36	0.59
Верхняя	Δq_{j+} , Вт	0.14	0.44	0.73
Центр	Δq_{HT} , Вт	0.13	0.40	0.66
	R_0 , мм	26	33	35
	$\theta_{эф}$, °C	920	1140	1290

Результаты анализа рис. 10 занесены в табл. 2. Кроме параметров тепловых потоков Δq_j , Δq_{j-} и Δq_{j+} , вычисленных по (10) и (21), в строке R_0 указаны радиусы внутренних областей мишени, обеспечивающих потоки тепла Δq_{HT} , указанные в соответствующей строке табл. 2. Значения R_0 , полученные по результатам эксперимента, соответствуют выводу, сделанному на основе моделирования. Действительно, внешняя часть нагретой пластины мишени, которая служит кольцом с внутренним радиусом примерно 40 мм, создает на ЧЭ малозначимый поток тепла.

Результаты, приведенные в табл. 2, дополним еще одним модельным представлением. Заменяем реальную горячую мишень с неравномерным латеральным распределением температуры (см. рис. 7) гипотетическим плоским источником тепла в форме диска радиусом R_0 , имеющим равномерное латеральное распределение температуры поверхности. Этот источник легко охарактеризовать эффективной температурой $\theta_{эф}$. Определим величину $\theta_{эф}$ двумя способами.

В первом из них используем выражение (13), которое запишем в ином виде, используя интеграл с переменным верхним пределом R_0 :

$$\theta_{эф} = \frac{1}{2\pi R_0^2} \int_0^{R_0} \theta(r, \varphi) dr \int_0^{2\pi} d\varphi. \quad (22)$$

Здесь принято $F_{rad} = 2\pi R_0^2$, поскольку гипотетический источник имеет форму диска. Результаты интегрирования (22) в пакете COMSOL по-

казаны на рис. 11 сплошными линиями. Полученные зависимости дали возможность оценить эффективные температуры гипотетических тепловых источников, нагревающих ЧЭ в экспериментах при мощностях разряда, указанных в табл. 2. Значения, приведенные в ее последней строке, получены из рис. 11 для значений R_0 , указанных в ее предпоследней строке. При этом зависимость величины $\theta_{эф}$ от мощности разряда из табл. 2 показана на рис. 12, из которого следует, что эти две величины связаны полиномом первого порядка.

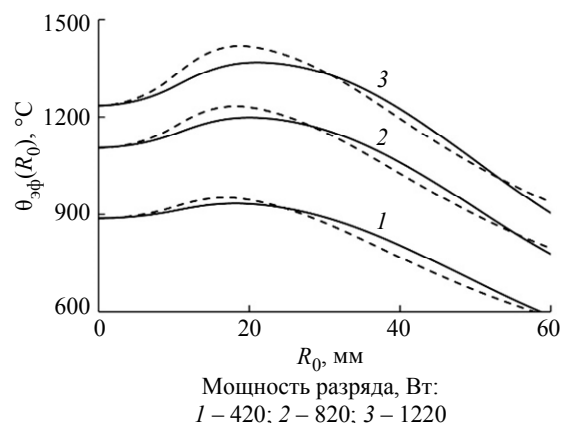


Рис. 11. Зависимости от радиуса выбранной внутренней области внешней пластины ее эффективной температуры, вычисленной по формулам (22) – сплошные линии, (23) – штриховые линии

Fig. 11. Dependences on the radius of the selected inner region of the outer plate of its effective temperature, calculated using formulas (22) – solid lines, (23) – dashed lines

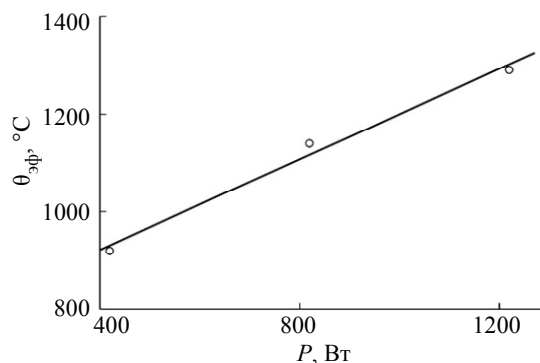


Рис. 12. Зависимость эффективной температуры внешней пластины горячей мишени от мощности разряда в модели гипотетического источника с равномерным латеральным распределением температуры (точки – расчет; линия – аппроксимация)

Fig. 12. Dependence of the effective temperature of the outer plate of the hot target on the discharge power in the model of a hypothetical source with a uniform lateral temperature distribution (dots – calculation; line – approximation)

Другой способ вычисления эффективной температуры построен на результатах вычисления теплового потока на подложке, представленного на рис. 10. В этом подходе использован закон Стефана–Больцмана, выраженный формулой (14). При известном потоке Q_{rad} , который создает на подложке гипотетический дисковый источник с радиусом R_0 , его эффективную температуру можно выразить из (14):

$$\theta_{\text{эф}} \approx \left(\frac{Q_{\text{rad}}}{2\pi\sigma\epsilon_r R_0^2} \right)^{0.25}. \quad (23)$$

При получении выражения (23) было принято допущение о незначимости температуры приемника $\theta_{\text{тес}}$. Результаты применения (23) даны на рис. 11 в виде штриховых линий. Максимальное различие между результатами применения двух методов, как это следует из рис. 11, не превышает 4 %, что свидетельствует о приемлемости обоих методов.

Заключение. Цель исследований состояла в изучении теплового процесса, приводящего к нагреванию подложки, при магнетронном распылении горячей мишени в аргоне. Исследование выполнено с помощью экспериментов и численного моделирования. Экспериментально была изучена кинетика нагревания подложки при магнетронном распылении холодной и горячей титановых мишеней. Внешняя титановая пластина горячей мишени могла быть нагрета вплоть до температуры плавления. Измерения были выпол-

нены с помощью термопарного датчика. По результатам экспериментов установлено, что поток тепла на подложке от горячей мишени пропорционален мощности разряда магнетрона. Моделирование теплового процесса при распылении горячей мишени с внешней пластиной из титана выполнено с помощью модуля Heat Transfer пакета COMSOL Multiphysics. При вычислениях использована дифференциальная модель, в которой внешняя пластина представлена в виде совокупности дискретных элементов. Установлено, что латеральное распределение температуры поверхности внешней пластины горячей мишени представляет собой поверхность вращения в форме холма, имеющего незначительный кратер. Характерной чертой этого распределения служит глобальный максимум, расположенный на окружности, расположенной вне распыляемой области пластины ближе к центру. Тепловой поток, который генерирует мишень, как и поток, нагревающий подложку, нелинейно зависят от радиуса области пластины, выбранной в качестве источника тепла. Внешнее кольцо пластины шириной 20 мм создает малозначимый поток тепла. Показано, что моделирование приводит к результатам, которые адекватны экспериментальным данным. Кроме этого, моделирование дало возможность ввести понятие «гипотетический источник тепла» – источник, имеющий форму диска с равномерным латеральным распределением температуры и определить его размер и эффективную температуру.

Список литературы

1. Belser R. B., Hicklin W. H. Temperature coefficients of resistance of metallic films in the temperature range 25 to 600 °C // J. Appl. Phys. 1959. Vol. 30, no. 3. P. 313–322. doi: 10.1063/1.1735158.
2. Кристаллизация и термохромизм в отожженных гетероструктурах, содержащих пленки оксидов титана и вольфрама / В. И. Шаповалов, А. Е. Лапшин, А. Е. Комлев, М. Ю. Арсентьев, А. А. Комлев // ЖТФ. 2013. Т. 83, № 9. С. 73–83.
3. Кристаллизация и термохромизм в пленках оксида вольфрама, отожженных в вакууме / В. И. Шаповалов, А. Е. Лапшин, А. Е. Комлев, А. А. Комлев // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38, № 12. С. 8–16.
4. ITO-induced nonlinear optical response enhancement of titanium nitride thin films / P. Lu, T. Yan, J. Huang, T. Xing, H. Liu, Zh. Han, X. Xu, Ch. Tao // Nanomaterials. 2024. Vol. 14, no. 12. Art. 1040. doi: 10.3390/nano14121040.
5. High-performance hydrogen sensing at room temperature via Nb-doped titanium oxide thin films fabricated by micro-arc oxidation / C. Zhou, Z. Ye, Y. Tan, Z. Wu, X. Guo, Y. Bai, X. Xie, Z. Wu, J. Feng, Y. Xu, B. Deng, H. Wu // Nanomaterials. 2025. Vol. 15, no. 2. Art. 124. doi: 10.3390/nano15020124.
6. Coating of Pinus elliottii-derived biochar with titanium thin film via magnetron sputtering to enhance paracetamol adsorption / R. A. F. Junior, L. F. O. Silva, M. L. S. Oliveira, M. Godinho, C. Aguzzoli, S. Y. Alomar, G. L. Dotto // Chem. Engin. J. 2025. Vol. 510. Art. 161714. doi: 10.1016/j.cej.2025.161714.
7. Влияние термообработки на структуру пленок диоксида титана / А. Е. Лапшин, О. В. Магдысюк, В. В. Плотников, В. И. Шаповалов, Н. С. Шутова // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36, № 20. С. 29–34.
8. Broadband absorption based on thin refractory titanium nitride patterned film metasurface / D. Huo, X. Ma, H. Su, C. Wang, H. Zhao // Nanomaterials. 2021. Vol. 11, no. 5. Art. 1092. doi: 10.3390/nano11051092.
9. Amplifying photochromic response in tungsten oxide films with titanium oxide and polyvinylpyrrolidone / M.-S. Kim, J.-H. Yoon, H.-M. Kim, D.-J. Lee, T. Hirose, Y. Takeda, J.-P. Kim // Nanomaterials. 2024. Vol. 14, no. 13. Art. 1121. doi: 10.3390/nano14131121.

10. Effects of nitrogen flow rate on the microstructure and mechanical and tribological properties of TiAlN films prepared via reactive magnetron sputtering / X. Niu, G. Dong, Sh. Wei, Yu. Wang, B. Wang, H. Tian // *Ceram. Int.* 2023. Vol. 49, no. 12. P. 19885–19894. doi: 10.1016/j.ceramint.2023.03.108.
11. Mehr Al. K., Mehr Ab. K. Reactive grid-assisted co-sputtering of titanium and chromium in a pure nitrogen atmosphere: Uniformity, optics, and structure of the Ti–Cr–N films // *Ceram. Intern.* 2022. Vol. 48. P. 4921–4929. doi: 10.1016/j.ceramint.2021.11.030.
12. Fabrication of tantalum-doped titanium-oxide electron-selective contacts with high passivation quality / S. Yamaguchi, H. Lee, A. Ogura, A. Masuda, Y. Ohshita // *ECS J. Solid State Sci. Technol.* 2021. Vol. 10. Art. 045009. doi: 10.1149/2162-8777/abf759.
13. Fan H.-P., Yang X.-X., Lu F.-H. Air-based deposition of titanium-aluminum oxynitride thin films by reactive magnetron sputtering // *Surf. Coat. Technol.* 2022. Vol. 436. Art. 128287. doi: 10.1016/j.surfcoat.2022.128287.
14. The impact of Ni and Mo on growth-morphology and mechanical properties of arc evaporated Ti–Cr–N hard coatings / A. V. Chernogor, F. F. Klimashin, A. O. Volkhonskii, I. V. Blinkov, P. H. Mayrhofer // *Surf. Coat. Technol.* 2019. Vol. 377. Art. 124917. P. 1–8. doi: 10.1016/j.surfcoat.2019.124917.
15. Nano dual-phase CuNiTiNbCr high entropy alloy films produced by high-power pulsed magnetron sputtering / Y. T. Li, Ch. Wang, D. Ma, X. Zeng, M. Liu, X. Jiang, Y. X. Leng // *Surf. Coat. Technol.* 2021. Vol. 420. Art. 127325. doi: 10.1016/j.surfcoat.2021.127325.
16. Influence of substrate bias voltage on structure and properties of (AlCrMoNiTi)N films / X. Gao, B. Li, Y. Zhao, X. Shi, Yu. Chen, B. Liao, E. Ren // *Nanomaterials.* 2024. Vol. 14, no. 24. Art. 2002. P. 1–12. doi: 10.3390/nano14242002.
17. Amorphous / Nanocrystalline high-entropy CoCrFeNiTi_x thin films with low thermal coefficient of resistivity obtained via magnetron deposition / M. Poliakov, D. Kovalev, S. Vadchenko, D. Moskovskikh, P. Kiryukhantsev-Korneev, L. Volkova, A. Dudin, A. Orlov, A. Goryachev, A. Rogachev // *Nanomaterials.* 2023. Vol. 13, no. 13. Art. 2004. P. 1–15. doi: 10.3390/nano13132004.
18. Penning F. M. Coating by cathode disintegration. Patent US 2146025. 07.02.1939.
19. Greene J. E. Review article: Tracing the recorded history of thin-film sputter deposition: From the 1800s to 2017 // *J. Vac. Sci. Technol. A.* 2017. Vol. 35, no. 5. Art. 05C204. P. 1–60. doi: 10.1116/1.4998940.
20. Composition driven phase evolution and mechanical properties of Mo–Cr–N hard coatings / F. F. Klimashin, H. Riedl, D. Primetzhofer, J. Paulitsch, P. H. Mayrhofer // *J. Appl. Phys.* 2015. Vol. 118. Art. 025305. P. 1–7. doi: 10.1063/1.4926734.
21. Mercks D., Perry F., Billard A. Hot target sputtering: A new way for high-rate deposition of stoichiometric ceramic films // *Surf. Coat. Technol.* 2006. Vol. 201, no. 6. P. 2276–2281. doi: 10.1016/j.surfcoat.2006.03.035.
22. Tesař J., Martan J., Rezek J. On surface temperatures during high power pulsed magnetron sputtering using a hot target // *Surf. Coat. Technol.* 2011. Vol. 206, no. 6. P. 1155–1159. doi: 10.1016/j.surfcoat.2011.08.005.
23. Energy and substance transfer in magnetron sputtering systems with liquid-phase target / G. A. Bleykher, V. P. Krivobokov, A. V. Yurjeva, I. Sadykova // *Vacuum.* 2016. Vol. 124. P. 11–17. doi: 10.1016/j.vacuum.2015.11.009.
24. Influence of argon pressure and current density on sub-strate temperature during magnetron sputtering of hot titanium target / A. A. Komlev, E. A. Minzhulina, V. V. Smirnov, V. I. Shapovalov // *Appl. Phys. A.* 2018. Vol. 124. P. 48–52. doi: 10.1007/s00339-017-1458-4.
25. Kozin A. A., Shapovalov V. I. Modeling of thermal processes in magnetron with single hot target and «sandwich-target» // *Surf. Coat. Technol.* 2019. Vol. 359. P. 451–458. doi: 10.1016/j.surfcoat.2018.12.070.
26. Shapovalov V. I. Hot target. Physicochemical model of reactive sputtering // *Techn. Phys.* 2019. Vol. 64, no. 7. P. 926–932.
27. Шаповалов В. И. Моделирование реактивного распыления. Основные принципы // *Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ».* 2024. Т. 17, № 7. С. 23–34. doi: 10.32603/2071-8985-2024-17-7-23-34.
28. Thornton J. A. Substrate heating in cylindrical magnetron sputtering sources // *Thin Solid Films.* 1978. Vol. 54. P. 23–31. doi: 10.1016/0040-6090(78)90273-0.
29. Energy transfer into the growing film during sputter deposition: An investigation by calorimetric measurements and Monte Carlo simulations / T. P. Drüsedau, T. Bock, Th.-M. John, F. Klabunde, W. Eckstein // *J. Vac. Sci. Techn. A.* 1999. Vol. 17. P. 2896–2905. doi: 10.1116/1.581957.
30. The energy balance at substrate surfaces during plasma processing / H. Kersten, H. Deutsch, H. Steffen, G. M. W. Kroesen, R. Hippler // *Vacuum.* 2001. Vol. 63, no. 3. P. 385–431. doi: 10.1016/s0042-207x(01)00350-5.
31. Ekpe S. D., Dew S. K. Measurement of energy flux at the substrate in a magnetron sputter system using an integrated sensor // *J. Vac. Sci. Techn. A.* 2004. Vol. 2, no. 4. P. 1420–1424. doi: 10.1116/1.1705640.
32. Measurement of energy transfer at an isolated substrate in a pulsed DC magnetron discharge / M. Čada, J. W. Bradley, G. C. B. Clarke, P. J. Kelly // *J. Appl. Phys.* 2007. Vol. 102, no. 6. P. 063301. doi: 10.1063/1.2779287.
33. Energy flux measurements in high power impulse magnetron sputtering / D. Lundin, M. Stahl, H. Kersten, U. Helmersson // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2009. Vol. 42, no. 18. Art. 185202. doi: 10.1088/0022-3727/42/18/185202.
34. On the measurement of energy fluxes in plasmas using a calorimetric probe and a thermopile sensor / P.-A. Cormier, M. Stahl, A.-L. Thomann, R. Dussart, M. Wolter, N. Semmar, J. Mathias, H. Kersten // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2010. Vol. 43(46). Art. 465201. P. 1–16. doi: 10.1088/0022-3727/43/46/465201.
35. Jouhara H., Saloum S., Alsous M. B. A novel thermal probe design for the measurement of energy influx in RF remote plasma // *Vacuum.* 2012. Vol. 86. P. 1898–1904. doi: 10.1016/j.vacuum.2012.04.037.

36. IR emission from the target during plasma magnetron sputter deposition / P.-A. Cormier, A.-L. Thomann, V. Dolique, A. Balhamri, R. Dussart, N. Semmar, T. Lecas, P. Brault, R. Snyders, S. Konstantinidis // *Thin Solid Films*. 2013. Vol. 545. P. 44–49. doi: 10.1016/j.tsf.2013.07.025.

37. Energy transferred from a hot nickel target during magnetron sputtering / A. Caillard, M. El'Mokh, N. Semmar, R. Dussart, T. Lecas, A.-L. Thomann // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2014. Vol. 42. P. 2802–2803. doi: 10.1109/TPS.2014.2338742.

38. Energy influx measurements with an active thermal probe in plasma-technological processes / R. Wiese, H. Kersten, G. Wiese, R. Bartsch // *EPJ Techn. Instrum.* 2015. Vol. 2. Art. 2. P. 1–10. doi: 10.1140/epjti/s40485-015-0013-y.

39. Hot target magnetron sputtering process: Effect of infrared radiation on the deposition of titanium and titanium oxide thin films / R. Gailliot-Vuillecot, A.-L. Thomann, T. Lecas, C. Cachoncinlle, E. Millon, A. Caillard // *Vacuum*. 2020. Vol. 181(11). P. 109734. doi: 10.1016/j.vacuum.2020.109734.

40. Energy-dependent film growth of Cu and NiTi from a tilted DC magnetron sputtering source determined by calorimetric probe analysis / F. Schlichting, L. Thormählen, J. Cipo, D. Meyners, H. Kersten // *Surf.*

Coat. Technol. 2022. Vol. 450(7). P. 129000. doi: 10.1016/j.surfcoat.2022.129000.

41. Correlations between energy flux and thin film modifications in an atmospheric pressure direct current microplasma / L. Hansen, N. Kohlmann, L. Kienle, H. Kersten // *Thin Solid Films*. 2023. Vol. 765(4). P. 139633. doi: 10.1016/j.tsf.2022.139633.

42. Simulation of the effect of argon pressure on thermal processes in the sputtering unit of a magnetron with a hot target / V. I. Shapovalov, H. Ahmedov, A. A. Kozin, A. Demir, B. Korutlu // *Vacuum*. 2021. Vol. 192. P. 110421. doi: 10.1016/j.vacuum.2021.110421.

43. Shapovalov V. I., Sharkovskii D. S. Study of heat flow at substrate during sputtering of copper-titanium sandwich target // *Materials*. 2024. Vol. 17(14). Art. 3599. P. 1–14. doi: 10.3390/ma17143599.

44. Шаповалов В. И., Шарковский Д. С. Моделирование кинетики нагревания подложки при распылении сэндвич-мишени медь-титан // *Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ»*. 2023. Т. 16, № 7. С. 5–14. doi: 10.32603/2071-8985-2023-16-7-5-14.

45. Shapovalov V. I., Minzhulina E. A. Studying heating of magnetron target based on measurement of substrate temperature // *Vacuum*. 2019. Vol. 161. P. 324–327. doi: 10.1016/j.vacuum.2019.01.001.

Информация об авторах

Шаповалов Виктор Иванович – д-р техн. наук, профессор кафедры физической электроники и технологии СПбГЭТУ «ЛЭТИ». Почетный работник высшего профессионального образования РФ.

E-mail: vishapovalov@mail.ru

<https://orcid.org/0000-0003-2196-6851>

Шарковский Даниил Сергеевич – аспирант кафедры электронных приборов и устройств СПбГЭТУ «ЛЭТИ».

E-mail: sharkovskiy.d@yandex.ru

Беленко Даниил Игоревич – студент гр. 1202 СПбГЭТУ «ЛЭТИ».

E-mail: grandsail@mail.ru

References

1. Belser R. B., Hicklin W. H. Temperature coefficients of resistance of metallic films in the temperature range 25 to 600 °C // *J. Appl. Phys.* 1959. Vol. 30, no. 3. P. 313–322. doi: 10.1063/1.1735158.

2. Kristallizacija i termohromizm v otozhzhennyh geterostrukturah, soderzhashhih plenki oksidov titana i vol'frama / V. I. Shapovalov, A. E. Lapshin, A. E. Komlev, M. Ju. Arsent'ev, A. A. Komlev // *ZhTF*. 2013. Т. 83, № 9. С. 73–83. (In Russ.).

3. Kristallizacija i termohromizm v plenkah oksida vol'frama, otozhzhennyh v vakuume / V. I. Shapovalov, A. E. Lapshin, A. E. Komlev, A. A. Komlev // *Pis'ma v ZhTF*. 2012. Т. 38, № 12. С. 8–16. (In Russ.).

4. ITO-induced nonlinear optical response enhancement of titanium nitride thin films / P. Lu, T. Yan, J. Huang, T. Xing, H. Liu, Zh. Han, X. Xu, Ch. Tao // *Nanomaterials*. 2024. Vol. 14, no. 12. Art. 1040. doi: 10.3390/nano14121040.

5. High-performance hydrogen sensing at room temperature via Nb-doped titanium oxide thin films fabricated by micro-ARC oxidation / C. Zhou, Z. Ye, Y. Tan, Z. Wu, X. Guo, Y. Bai, X. Xie, Z. Wu, J. Feng, Y. Xu, B. Deng, H. Wu // *Nanomaterials*. 2025. Vol. 15, no. 2. Art. 124. doi: 10.3390/nano15020124.

6. Coating of Pinus Elliottii-derived biochar with titanium thin film via magnetron sputtering to enhance paracetamol adsorption / R. A. F. Junior, L. F. O. Silva, M. L. S. Oliveira, M. Godinho, C. Aguzzoli, S. Y. Alomar, G. L. Dotto // *Chem. Engin. J.* 2025. Vol. 510. Art. 161714. doi: 10.1016/j.cej.2025.161714.

7. Vliyanie termoobrabotki na strukturu plenok dioksida titana / A. E. Lapshin, O. V. Magdysjuk, V. V. Plotnikov, V. I. Shapovalov, N. S. Shutova // *Pis'ma v ZhTF*. 2010. Т. 36, № 20. С. 29–34. (In Russ.).

8. Broadband absorption based on thin refractory titanium nitride patterned film metasurface / D. Huo,

- X. Ma, H. Su, C. Wang, H. Zhao // *Nanomaterials*. 2021. Vol. 11, no. 5. Art. 1092. doi: 10.3390/nano11051092.
9. Amplifying photochromic response in tungsten oxide films with titanium oxide and polyvinylpyrrolidone / M.-S. Kim, J.-H. Yoon, H.-M. Kim, D.-J. Lee, T. Hirose, Y. Takeda, J.-P. Kim // *Nanomaterials*. 2024. Vol. 14, no. 13. Art. 1121. doi: 10.3390/nano14131121.
10. Effects of nitrogen flow rate on the microstructure and mechanical and tribological properties of TiAlN films prepared via reactive magnetron sputtering / X. Niu, G. Dong, Sh. Wei, Yu. Wang, B. Wang, H. Tian // *Ceram. Int.* 2023. Vol. 49, no. 12. P. 19885–19894. doi: 10.1016/j.ceramint.2023.03.108.
11. Mehr Al. K., Mehr Ab. K. Reactive grid-assisted co-sputtering of titanium and chromium in a pure nitrogen atmosphere: Uniformity, optics, and structure of the Ti–Cr–N films // *Ceram. Intern.* 2022. Vol. 48. P. 4921–4929. doi: 10.1016/j.ceramint.2021.11.030.
12. Fabrication of tantalum-doped titanium-oxide electron-selective contacts with high passivation quality / S. Yamaguchi, H. Lee, A. Ogura, A. Masuda, Y. Ohshita // *ECS J. Solid State Sci. Technol.* 2021. Vol. 10. Art. 045009. doi: 10.1149/2162-8777/abf759.
13. Fan H.-P., Yang X.-X., Lu F.-H. Air-based deposition of titanium-aluminum oxynitride thin films by reactive magnetron sputtering // *Surf. Coat. Technol.* 2022. Vol. 436. Art. 128287. doi: 10.1016/j.surfcoat.2022.128287.
14. The impact of Ni and Mo on growth-morphology and mechanical properties of arc evaporated Ti–Cr–N hard coatings / A. V. Chernogor, F. F. Klimashin, A. O. Volkonskii, I. V. Blinkov, P. H. Mayrhofer // *Surf. Coat. Technol.* 2019. Vol. 377. Art. 124917. P. 1–8. doi: 10.1016/j.surfcoat.2019.124917.
15. Nano dual-phase CuNiTiNbCr high entropy alloy films produced by high-power pulsed magnetron sputtering / Y. T. Li, Ch. Wang, D. Ma, X. Zeng, M. Liu, X. Jiang, Y. X. Leng // *Surf. Coat. Technol.* 2021. Vol. 420. Art. 127325. doi: 10.1016/j.surfcoat.2021.127325.
16. Influence of substrate bias voltage on structure and properties of (AlCrMoNiTi)N films / X. Gao, B. Li, Y. Zhao, X. Shi, Yu. Chen, B. Liao, E. Ren // *Nanomaterials*. 2024. Vol. 14, no. 24. Art. 2002. P. 1–12. doi: 10.3390/nano14242002.
17. Amorphous / Nanocrystalline high-entropy CoCrFeNiTi_x thin films with low thermal coefficient of resistivity obtained via magnetron deposition / M. Poliakov, D. Kovalev, S. Vadchenko, D. Moskovskikh, P. Kiryukhantsev-Korneev, L. Volkova, A. Dudin, A. Orlov, A. Goryachev, A. Rogachev // *Nanomaterials*. 2023. Vol. 13, no. 13. Art. 2004. P. 1–15. doi: 10.3390/nano13132004.
18. Penning F. M. Coating by cathode disintegration. Patent US 2146025. 07.02.1939.
19. Greene J. E. Review article: Tracing the recorded history of thin-film sputter deposition: From the 1800s to 2017 // *J. Vac. Sci. Technol. A*. 2017. Vol. 35, no. 5. Art. 05C204. P. 1–60. doi: 10.1116/1.4998940.
20. Composition driven phase evolution and mechanical properties of Mo–Cr–N hard coatings / F. F. Klimashin, H. Riedl, D. Primetzhofer, J. Paulitsch, P. H. Mayrhofer // *J. Appl. Phys.* 2015. Vol. 118. Art. 025305. P. 1–7. doi: 10.1063/1.4926734.
21. Mercs D., Perry F., Billard A. Hot target sputtering: A new way for high-rate deposition of stoichiometric ceramic films // *Surf. Coat. Technol.* 2006. Vol. 201, no. 6. P. 2276–2281. doi: 10.1016/j.surfcoat.2006.03.035.
22. Tesař J., Martan J., Rezek J. On surface temperatures during high power pulsed magnetron sputtering using a hot target // *Surf. Coat. Technol.* 2011. Vol. 206, no. 6. P. 1155–1159. doi: 10.1016/j.surfcoat.2011.08.005.
23. Energy and substance transfer in magnetron sputtering systems with liquid-phase target / G. A. Bleykher, V. P. Krivobokov, A. V. Yurjeva, I. Sadykova // *Vacuum*. 2016. Vol. 124. P. 11–17. doi: 10.1016/j.vacuum.2015.11.009.
24. Influence of argon pressure and current density on sub-strate temperature during magnetron sputtering of hot titanium target / A. A. Komlev, E. A. Minzhulina, V. V. Smirnov, V. I. Shapovalov // *Appl. Phys. A*. 2018. Vol. 124. P. 48–52. doi: 10.1007/s00339-017-1458-4.
25. Kozin A. A., Shapovalov V. I. Modeling of thermal processes in magnetron with single hot target and «sandwich-target» // *Surf. Coat. Technol.* 2019. Vol. 359. P. 451–458. doi: 10.1016/j.surfcoat.2018.12.070.
26. Shapovalov V. I. Hot target. Physicochemical model of reactive sputtering // *Techn. Phys.* 2019. Vol. 64, no. 7. P. 926–932.
27. Shapovalov V. I. Modelirovanie reaktivnogo raspyleniya. Osnovnye principy // *Izv. SPbGjETU «LJeTI»*. 2024. T. 17, № 7. S. 23–34. doi: 10.32603/2071-8985-2024-17-7-23-34. (In Russ.).
28. Thornton J. A. Substrate heating in cylindrical magnetron sputtering sources // *Thin Solid Films*. 1978. Vol. 54. P. 23–31. doi: 10.1016/0040-6090(78)90273-0.
29. Energy transfer into the growing film during sputter deposition: An investigation by calorimetric measurements and Monte Carlo simulations / T. P. Drüsedau, T. Bock, Th.-M. John, F. Klabunde, W. Eckstein // *J. Vac. Sci. Techn. A*. 1999. Vol. 17. P. 2896–2905. doi: 10.1116/1.581957.
30. The energy balance at substrate surfaces during plasma processing / H. Kersten, H. Deutsch, H. Steffen, G. M. W. Kroesen, R. Hippler // *Vacuum*. 2001. Vol. 63, no. 3. P. 385–431. doi: 10.1016/s0042-207x(01)00350-5.
31. Ekpe S. D., Dew S. K. Measurement of energy flux at the substrate in a magnetron sputter system using an integrated sensor // *J. Vac. Sci. Techn. A*. 2004. Vol. 2, no. 4. P. 1420–1424. doi: 10.1116/1.1705640.
32. Measurement of energy transfer at an isolated substrate in a pulsed DC magnetron discharge / M. Čada, J. W. Bradley, G. C. B. Clarke, P. J. Kelly // *J. Appl. Phys.* 2007. Vol. 102, no. 6. P. 063301. doi: 10.1063/1.2779287.
33. Energy flux measurements in high power impulse magnetron sputtering / D. Lundin, M. Stahl, H. Kersten, U. Helmersson // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2009. Vol. 42, no. 18. Art. 185202. doi: 10.1088/0022-3727/42/18/185202.
34. On the measurement of energy fluxes in plasmas using a calorimetric probe and a thermopile sensor

/ P.-A. Cormier, M. Stahl, A.-L. Thomann, R. Dussart, M. Wolter, N. Semmar, J. Mathias, H. Kersten // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. Vol. 43(46). Art. 465201. P. 1–16. doi: 10.1088/0022-3727/43/46/465201.

35. Jouhara H., Saloum S., Alsous M. B. A novel thermal probe design for the measurement of energy influx in RF remote plasma // Vacuum. 2012. Vol. 86. P. 1898–1904. doi: 10.1016/j.vacuum.2012.04.037.

36. IR emission from the target during plasma magnetron sputter deposition / P.-A. Cormier, A.-L. Thomann, V. Dolique, A. Balhamri, R. Dussart, N. Semmar, T. Lecas, P. Brault, R. Snyders, S. Konstantinidis // Thin Solid Films. 2013. Vol. 545. P. 44–49. doi: 10.1016/j.tsf.2013.07.025.

37. Energy transferred from a hot nickel target during magnetron sputtering / A. Caillard, M. El'Mokh, N. Semmar, R. Dussart, T. Lecas, A.-L. Thomann // IEEE Trans. Plasma Sci. 2014. Vol. 42. P. 2802–2803. doi: 10.1109/TPS.2014.2338742.

38. Energy influx measurements with an active thermal probe in plasma-technological processes / R. Wiese, H. Kersten, G. Wiese, R. Bartsch // EPJ Techn. Instrum. 2015. Vol. 2. Art. 2. P. 1–10. doi: 10.1140/epjti/s40485-015-0013-y.

39. Hot target magnetron sputtering process: Effect of infrared radiation on the deposition of titanium and titanium oxide thin films / R. Graillot-Vuillecot, A.-L. Thomann, T. Lecas, C. Cachoncinlle, E. Millon, A. Caillard // Vacuum. 2020. Vol. 181(11). P. 109734. doi: 10.1016/j.vacuum.2020.109734.

40. Energy-dependent film growth of Cu and NiTi from a tilted DC magnetron sputtering source determined by calorimetric probe analysis / F. Schlichting, L. Thormählen, J. Cipo, D. Meyners, H. Kersten // Surf. Coat. Technol. 2022. Vol. 450(7). P. 129000. doi: 10.1016/j.surfcoat.2022.129000.

41. Correlations between energy flux and thin film modifications in an atmospheric pressure direct current microplasma / L. Hansen, N. Kohlmann, L. Kienle, H. Kersten // Thin Solid Films. 2023. Vol. 765(4). P. 139633. doi: 10.1016/j.tsf.2022.139633.

42. Simulation of the effect of argon pressure on thermal processes in the sputtering unit of a magnetron with a hot target / V. I. Shapovalov, H. Ahmedov, A. A. Kozin, A. Demir, B. Korutlu // Vacuum. 2021. Vol. 192. P. 110421. doi: 10.1016/j.vacuum.2021.110421.

43. Shapovalov V. I., Sharkovskii D. S. Study of heat flow at substrate during sputtering of copper-titanium sandwich target // Materials. 2024. Vol. 17(14). Art. 3599. P. 1–14. doi: 10.3390/ma17143599.

44. Shapovalov V. I., Sharkovskij D. S. Modelirovanie kinetiki nagrevanija podlozhki pri raspyleanii sjendvich-misheni med'-titan // Izv. SPbGJeTU «LJeTI». 2023. T. 16, № 7. S. 5–14. doi: 10.32603/2071-8985-2023-16-7-5-14. (In Russ.).

45. Shapovalov V. I., Minzhulina E. A. Studying heating of magnetron target based on measurement of substrate temperature // Vacuum. 2019. Vol. 161. P. 324–327. doi: 10.1016/j.vacuum.2019.01.001.

Information about the authors

Viktor I. Shapovalov – Dr Sci. (Eng.), Professor of the Department of Physical Electronics and Technology, Saint Petersburg Electrotechnical University. Honorary Worker of Higher Professional Education of the Russian Federation.

E-mail: vishapovalov@mail.ru

<https://orcid.org/0000-0003-2196-6851>

Daniil S. Sharkovskii – postgraduate student of the Department of Electronic and Instruments, Saint Petersburg Electrotechnical University.

E-mail: sharkovskiy.d@yandex.ru

Daniil I. Belenko – student gr. 1202, Saint Petersburg Electrotechnical University.

E-mail: grandsail@mail.ru

Статья поступила в редакцию 17.05.2025; принята к публикации после рецензирования 20.07.2025; опубликована онлайн 28.11.2025.

Submitted 17.05.2025; accepted 20.07.2025; published online 28.11.2025.