

## Экспериментальное изучение нагрева подложки при распылении сэндвич-мишени медь–титан

М. О. Иванцов, В. И. Шаповалов✉

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

✉ vishapovalov@mail.ru

**Аннотация.** Статья посвящена изучению неизвестных ранее особенностей тепловых процессов, сопровождающих распыление сэндвич-мишени медь–титан. Мишень содержала две пластины, закрепленные на одной оси с зазором 1 мм. Внутренняя медная пластина толщиной 4 мм охлаждалась проточной водой. Внешняя титановая пластина толщиной 1 мм работала в горячем режиме, охлаждаясь за счет излучения и теплопроводности крепежных элементов. Для изучения теплового потока, который нагревает подложку, был использован термопарный датчик с чувствительным элементом, изготовленным из медного диска, с площадью 100 мм<sup>2</sup>. Измерения кинетики нагрева элемента были выполнены при токе разряда 1.0...3.0 А и давлении аргона 2...6 мторр. Было установлено, что в этих условиях кинетические кривые нагрева чувствительного элемента датчика имеют точки перегиба в моменты времени, которые пропорциональны плотности тока разряда и давлению аргона. Указанная особенность обусловлена конечным значением постоянной времени нагрева мишени. Кроме этого исследование показало, что стационарная температура подложки и постоянная времени ее нагрева пропорциональны току разряда и давлению аргона. Влияние мишени на кинетику нагрева подложки учитывается в аналитическом описании введением множителя в виде экспоненциальной функции времени.

**Ключевые слова:** магнетрон, ионное распыление, сэндвич-мишень, титановая мишень, медная мишень, тепловой поток, нагревание подложки

**Для цитирования:** Иванцов М. О., Шаповалов В. И. Экспериментальное изучение нагрева подложки при распылении сэндвич-мишени медь–титан // Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2024. Т. 17, № 1. С. 19–31. doi: 10.32603/2071-8985-2024-17-1-19-31.

**Конфликт интересов.** Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Original article

## Experimental Study of Substrate Heating During Sputtering of a Copper-Titanium Sandwich Target

М. О. Ivantsov, V. I. Shapovalov✉

Saint Petersburg Electrotechnical University, Saint Petersburg, Russia

✉ vishapovalov@mail.ru

**Abstract.** The article is devoted to the study of We investigate the previously unknown features of thermal processes accompanying the involved in sputtering of a copper-titanium sandwich target. The target contained two plates fixed on the same axis with a gap of 1 mm. The inner 4-mm thick copper plate was cooled by running water. An external 1-mm thick titanium plate was operated in a hot mode, being cooled by means of radiation and thermal conductivity of the fasteners. To study the heat flux that heat heating the substrate, a thermocouple sensor with a sensitive element made of a copper disk with an area of 100 mm<sup>2</sup> was used. The element heating kinetics were measured at a discharge current of 1.0...3.0 A and an argon pressure of 2...6 mTorr. It was found that, under these conditions, the kinetic curves of heating the sensitive element of

the sensor were established to have inflection points at times time points that are proportional to the discharge current density and argon pressure. This feature is due to the finite value of the target heating time constant. In addition, the study showed that the stationary temperature of the substrate and the time constant of its heating are proportional to the discharge current and argon pressure. The influence of the target on the substrate heating kinetics is taken into account in the analytical description by introducing a factor in the form of an exponential function of time.

**Keywords:** magnetron, ion sputtering, sandwich target, titanium target, copper target, heat flow, substrate heating

**For citation:** Ivantsov M. O., Shapovalov V. I. Experimental Study of Substrate Heating During Sputtering of a Copper-Titanium Sandwich Target // LETI Transactions on Electrical Engineering & Computer Science. 2024. Vol. 17, no. 1. P. 19–31. doi: 10.32603/2071-8985-2024-17-1-19-31.

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

**Введение.** Нагревание подложки, которое сопровождает процесс осаждения пленки методами магнетронного распыления холодной мишени, вызывает у специалистов высокий интерес [1]–[5]. Повышение температуры подложки приобретает особое значение при распылении горячей мишени [6]–[9]. Распыляемые узлы такого типа обычно содержат две соосные пластины: внутренняя работает в холодном режиме, за счет охлаждения проточной водой, внешняя – в горячем, и может быть доведена до плавления [10].

Установлено, что в течение осаждения пленки методом магнетронного распыления холодной мишени подложка нагревается за счет энергетического потока  $Q_{\text{миш}}$ , который генерирует мишень. Он включает несколько основных компонентов [11]:

$$Q_{\text{миш}} = Q_{\text{кин}} + Q_{\text{фаз}} + Q_{\text{разр}}, \quad (1)$$

где  $Q_{\text{кин}}$  – кинетическая энергия атомов, распыленных с мишени;  $Q_{\text{фаз}}$  – теплота, выделенная при фазовых переходах (конденсации и кристаллизации) в слое осажденных на подложке атомов;  $Q_{\text{разр}}$  – тепловой поток из газового разряда. Все потоки в (1) измеряются в джоулях в секунду или ваттах.

В [11] указано, что наибольший тепловой поток порядка 40 эВ/атом возникал при распылении вольфрамовой мишени. При этом доля средней кинетической энергии одного атома для всех металлов составляла  $\approx 0.4 \dots 0.6$  суммарного потока, а доля теплового потока из области разряда не превышала значения 0.25.

Тепловые процессы при распылении горячих мишеней экспериментально изучены достаточно подробно [12]–[17]. Это относится как инертным, так и к реактивным средам. К примеру, нами было установлено, что кинетические кривые, отра-

жающие нагревание подложки при распылении горячей титановой мишени в среде аргона, имеют характерный признак – они содержат точку перегиба, что существенно отличает их от аналогичных кривых, полученных при распылении холодной титановой мишени. Причиной этой особенности служит конечная постоянная времени (десятки секунд) выхода мишени в стационарный тепловой режим. При этом температура мишени достигает предельного значения, зависящего от тока разряда и давления аргона.

Несколько лет назад нами был предложен магнетрон с сэндвич-мишенью [10], [18]. В простейшем случае сэндвич-мишень, как и горячая, содержит две параллельные пластины, закрепленные с малым зазором (1–2 мм) на одной оси. Внутренняя пластина работает в холодном режиме. Внешняя – в горячем, но имеет прорези, через которые распыляется внутренняя пластина. Магнетроны с сэндвич-мишенями могут быть полезны для осаждения пленок бинарных металлических сплавов и твердых растворов их простых соединений. Такие магнетроны находятся на начальной стадии исследования.

В настоящей статье исследуется кинетика нагревания подложки при работе магнетрона с сэндвич-мишенью, включающая внутреннюю медную и внешнюю титановую пластины.

**Эксперимент.** Экспериментальное оборудование описано в нашей статье [19]. В ней, как и ранее, использовался цилиндрический сбалансированный магнетрон постоянного тока диаметром 130 мм. Сэндвич-мишень включала внутреннюю медную пластину толщиной 4 мм, охлаждаемую проточной водой. На ней с зазором 1 мм была закреплена титановая пластина толщиной 1 мм. В распыляемой области этой пластины были изготовлены 8 прорезей, через которые происходи-

ло распыление медной пластины. Прорези имели суммарную относительную площадь  $\delta_{\text{пр}} = 0.25$ . В качестве распыляющего газа использовался чистый аргон при давлении  $p_{\text{Ar}} 2 \dots 6$  мторр. Ток разряда варьировали в диапазоне 1...3 А. Для изучения тепловых процессов, происходящих на подложках, был использован термопарный датчик с чувствительным элементом в виде медного диска площадью  $100 \text{ мм}^2$ , закрепленного на спае термопары и установленного на столике для крепления подложек. Точность измерения температуры оказалась в пределах  $\pm 5\%$  за счет применения хромель-копелевой термопары. Результаты измерения температуры с помощью датчика дали возможность оценить тепловой поток, разогревающий чувствительный элемент. Непротиворечиво считать, что этот поток разогревает и подложку при осаждении пленки. Кинетика нагрева 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, генерируемые мишенью. Поэтому при обсуждении можем использовать термины *чувствительный элемент термопарного датчика* и *подложка* в качестве синонимов. Однако далее, приводя результаты измерений, будем использовать первый термин, а для того, чтобы не создавать неоднозначность при их обсуждении, – второй.

**Результаты и обсуждение.** Далее будем различать суммарный энергетический и тепловой потоки, которые генерирует сэндвич-мишень и энергетический поток, нагревающий чувствительный элемент датчика или подложку.

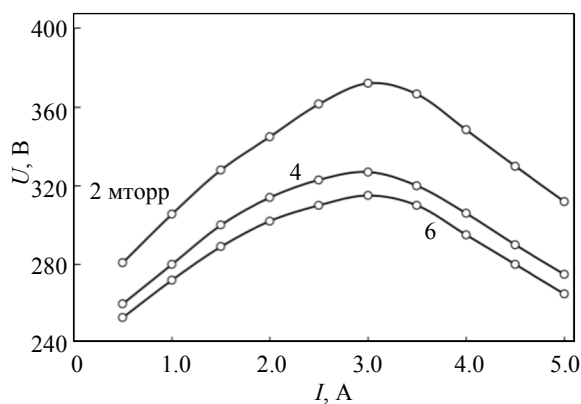


Рис. 1. Вольтамперные характеристики разряда магнетрона с сэндвич-мишенью  
Fig. 1. Current-voltage characteristics of the discharge of a magnetron with a sandwich target

Этот подраздел статьи состоит из трех взаимосвязанных частей.

1. По результатам эксперимента выполнен анализ влияния на нагревание чувствительного элемента датчика теплового потока  $Q_{\text{изл}}$ , который генерирует внешняя титановая пластина сэндвич-мишени.

2. Расчет с помощью пакета COMSOL Multiphysics отдельных компонентов энергетического потока, который генерирует сэндвич-мишень и установлено его возможное влияние на нагревание подложки.

3. Расчет по результатам наблюдения за кинетикой нагрева чувствительного элемента датчика энергетического потока, под влиянием которого может происходить нагревание подложки.

Начнем с вольтамперных характеристик (ВАХ), которые приведены на рис. 1. Они типичны для магнетронов, оснащенных горячими мишенями [10]. Появление в них экстремумов связано с термоэлектронной эмиссией. В данной статье источником термоэлектронов служит внешняя титановая пластина. Следует отметить, что ее разогрев происходит только за счет части ионного компонента тока разряда. В данной статье эта часть связана с суммарной относительной площадью прорезей во внешней пластине  $\delta_{\text{пр}} = 0.25$  и равна 0.75. Как видно из рис. 1, при увеличении давления рабочего газа от 2 до 6 мторр напряжение на разряде уменьшается, что типично для газового разряда [10].

Очевидно, что нагревание подложки зависит от мощности разряда, выделяемой на мишени. Более подробно этот вопрос будет обсуждаться далее. Однако, анализируя кривые на рис. 2, уже сейчас можно отметить их характерные черты. В области тока, в котором выполнены эксперименты, зависимость мощности от тока разряда

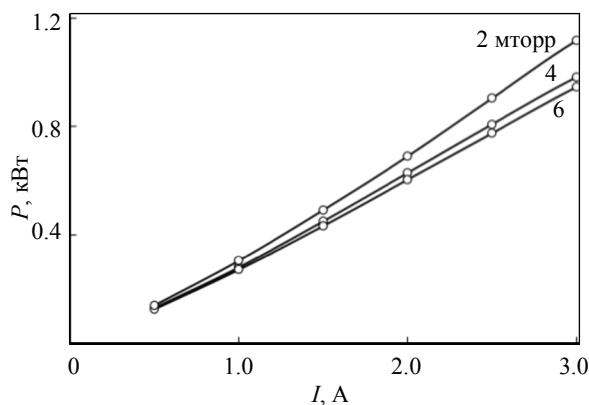


Рис. 2. Мощность разряда, выделяемая на сэндвич-мишени  
Fig. 2. Discharge power allocated to the target sandwich

носит характер полинома первой степени. Кроме этого увеличение давления влечет за собой уменьшение мощности, выделяемой на мишени.

Теперь перейдем к изучению энергетических потоков, нагревающих подложку. Для определенности будем считать, что сэндвич-мишень генерирует энергетический поток  $Q_{\text{миш}}$ , который по составу отличается от (1),

$$Q_{\text{миш}} = Q_1 + Q_2 + Q_{\text{изл}} + Q_{\text{фаз}} + Q_{\text{разр}}, \quad (2)$$

где  $Q_1$  и  $Q_2$  – кинетическая энергия атомов, распыленных с внутренней и внешней пластин соответственно;  $Q_{\text{изл}}$  – тепловой поток, излучаемый внешней пластиной.

На рис. 3 показаны типичные кинетические кривые нагревания чувствительного элемента датчика, измеренные при давлении 2 мторр и разных токах разряда. Для упрощения начальная температура  $T(t)_{t=0}$  на рис. 3 и далее принята равной 0 °С, т. е. 273 К. Аналогичный вид имеют кривые, измеренные при других давлениях (рис. 4). Их особенностью, обнаруженной при распылении одиночной горячей титановой мишени и описанной в [19], стали точки перегиба. В данном случае участки кривых левее такой точки соответствуют возрастанию температуры внешней пластины, когда тепловой поток  $Q_{\text{изл}}$ , генерируемый сэндвич-мишенью, возрастает. Правее точки перегиба внешняя пластина достигает стационарного теплового режима. Рис. 5 иллюстрирует зависимость положения точки перегиба на оси времени  $\tau_{\text{пер}}$  от плотности тока разряда и давления аргона. Значения  $\tau_{\text{пер}}$  были вычислены с помощью стандартной математической процедуры поиска точки перегиба функции решением уравнения для второй производной  $d^2T/dt^2 = 0$ .

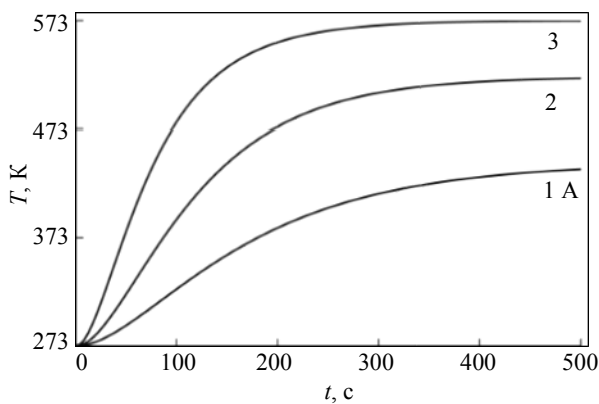


Рис. 3. Кинетические кривые нагревания чувствительного элемента датчика при давлении 2 мторр  
Fig. 3. Kinetic curves for heating the sensitive element of a thermal sensor at a pressure of 2 mTorr

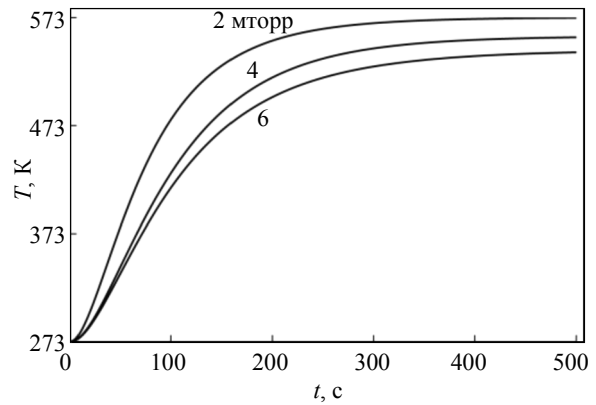


Рис. 4. Кинетические кривые нагревания чувствительного элемента датчика при токе разряда 3 А  
Fig. 4. Kinetic heating curves of the sensitive element of the thermal sensor at a discharge current of 3 A

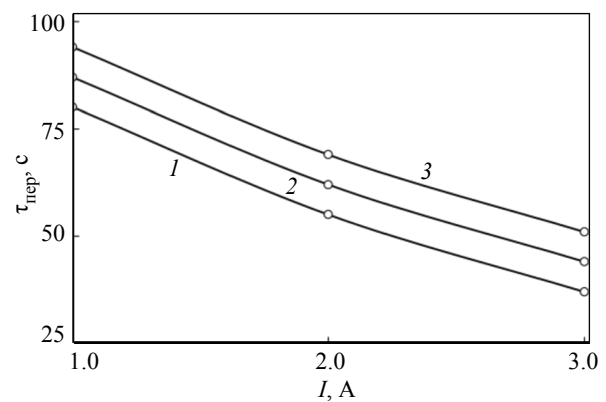


Рис. 5. Зависимости точки перегиба  $\tau_{\text{пер}}$  от тока разряда и давления, мторр: 1 – 2.0; 2 – 4.0; 3 – 6.0  
Fig. 5. Dependences of the inflection point  $\tau_{\text{пер}}$  on the discharge current and pressure, mTorr: 1 – 2.0; 2 – 4.0; 3 – 6.0

Возрастание значения  $\tau_{\text{пер}}$  при увеличении давления вполне ожидаемо, поскольку, как следует из рис. 2, при этом уменьшается мощность разряда, что приводит к уменьшению скорости нагревания внешней пластины. Следствием этой связи служит возрастание во времени энергетического потока  $Q_{\text{миш}} = f(t)$ , часть которого воздействует на подложку (чувствительный элемент датчика), вплоть до выхода пластины в стационарный тепловой режим. Далее нагревание подложки происходит при воздействии постоянного энергетического потока  $Q_{\text{миш}} = \text{const}$ . Этот тепловой процесс протекает уже иным образом, чем на внешней пластине. Он зависит от тепловых свойств подложки и особенностей ее крепления.

Исходя из сказанного, можно ожидать, что процесс нагревания подложки включает две стадии, каждая из которых протекает со своей постоянной времени. Кинетика нагревания чувствительного

элемента датчика при распылении холодной мишени определена нами в виде экспоненты

$$T_{\text{дат}}(t, I, p) \approx T_{\text{дат}\infty}(I, p) \left[ 1 - e^{-t/\tau_{\text{дат}}(I, p)} \right], \quad (3)$$

где  $T_{\text{дат}\infty}(I, p)$  – предельная температура элемента и  $\tau_{\text{дат}}(I, p)$  – постоянная времени его нагревания. Оба параметра зависят от плотности тока разряда и давления аргона. Выражение (3) справедливо только при постоянной мощности источника тепла. Если величина (2) изменяется во времени, то (3) следует изменить:

$$T_{\text{дат}}(t) \approx A_{\text{миш}}(t) T_{\text{дат}\infty}(I, p) \left[ 1 - e^{-t/\tau_{\text{дат}}(I, p)} \right], \quad (4)$$

где функция  $0 \leq A_{\text{миш}}(t) \leq 1$  учитывает кинетику нагревания внешней пластины сэндвич-мишени. Поскольку чаще всего тепловой процесс адекватно описывают экспоненциальной функцией, зададим  $A_{\text{миш}}(t)$  форме

$$A_{\text{миш}}(t) \approx \left[ 1 - e^{-t/\tau_{\text{миш}}(I, p)} \right], \quad (5)$$

где  $\tau_{\text{миш}}(I, p)$  – постоянная времени нагревания внешней пластины мишени.

Очевидно, что при  $A_{\text{миш}}(t) \approx 1$  выражение (4) описывает кинетическую кривую без точки перегиба. Как следует из (3), это возможно, если  $\tau_{\text{миш}} \ll \tau_{\text{дат}}$ . Такое сильное неравенство справедливо для металла с высокой теплопроводностью, например для меди. На кинетической кривой нагревания чувствительного элемента существует точка перегиба, если  $\tau_{\text{миш}} < \tau_{\text{дат}}$ . Используем для анализа кинетических зависимостей на рис. 4 методику из [19].

1. Экспериментальные зависимости обозначим через  $T^*(t)$ . Учитывая это, запишем (4) в виде

$$T^*(t) \approx A_{\text{миш}}(t) T_{\text{дат}}(t), \quad (6)$$

где  $T_{\text{дат}}(t)$  – кинетическая зависимость нагревания чувствительного элемента при  $t \geq 0$ , которая возникает только от источника постоянной мощности. Этот режим характерен для временной области, в которой мишень работает в стационарном режиме. Так как в этой области  $A_{\text{миш}}(t) \approx 1$ , то для определения функции  $T_{\text{дат}}(t)$  следует рассмотреть участок  $T^*(t)$ , который близок к стационарному состоянию чувствительного элемента, включив в совокупность этих экспериментальных точек значение  $T^*(0) = 0$ .

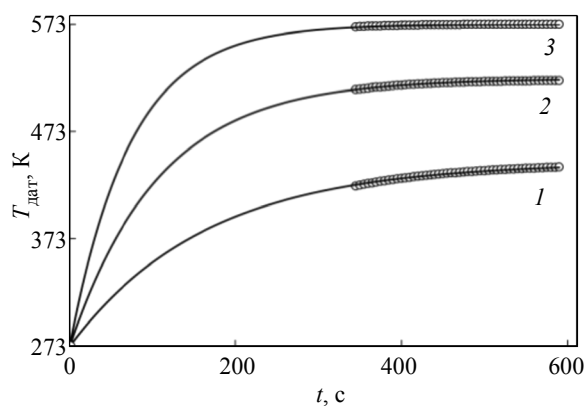


Рис. 6. Аппроксимация экспериментальных точек выражением (3) при давлении 2 мторр и токе, А: 1 – 1.0; 2 – 2.0; 3 – 3.0

Fig. 6. Approximation of experimental points by expression (3) at a pressure of 2 mTorr and current, A: 1 – 1.0; 2 – 2.0; 3 – 3.0

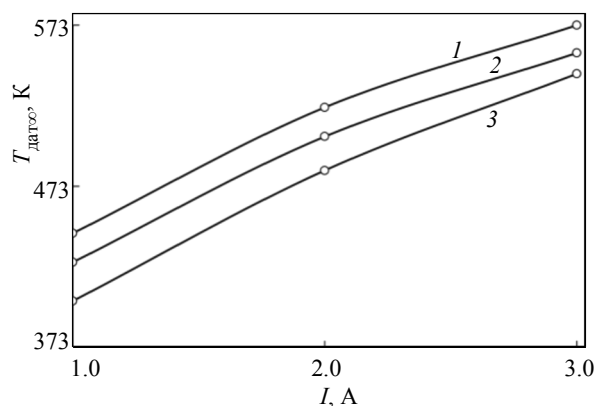


Рис. 7. Зависимость стационарной температуры  $T_{\text{дат}\infty}$  от тока разряда при давлении, мторр: 1 – 2.0; 2 – 4.0; 3 – 6.0

Fig. 7. Dependence of the stationary temperature  $T_{\text{дат}\infty}$  on the discharge current at pressure, mTorr: 1 – 2.0; 2 – 4.0; 3 – 6.0

2. Для аппроксимации функции  $T_{\text{дат}}(t)$  используем (3), с помощью которого вычислим значения  $T_{\text{дат}\infty}$  и  $\tau_{\text{дат}}$  для каждого эксперимента. На рис. 6 показаны типичные для всех давлений результаты этого расчета.

Зависимости стационарной температуры  $T_{\text{дат}\infty}$  от тока разряда и давления аргона приведены на рис. 7. Увеличение температуры  $T_{\text{дат}\infty}$  при возрастании тока разряда и ее уменьшение при увеличении давления имеют вполне объяснимые причины. Оба эффекта связаны с изменением энергетического потока, генерируемого мишенью: при возрастании тока этот поток увеличивается, при возрастании давления – уменьшается.

Объяснимо изменяется и постоянная времени нагревания чувствительного элемента (рис. 8).

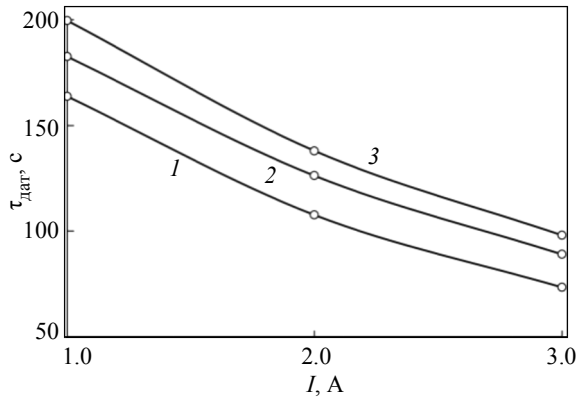


Рис. 8. Зависимости постоянной времени нагрева чувствительного элемента датчика от тока разряда при давлении, мТорр: 1 – 2.0; 2 – 4.0; 3 – 6.0  
Fig. 8. Dependences of the heating time constant of the sensitive element of the sensor on the discharge current at pressure, mTorr: 1 – 2.0; 2 – 4.0; 3 – 6.0

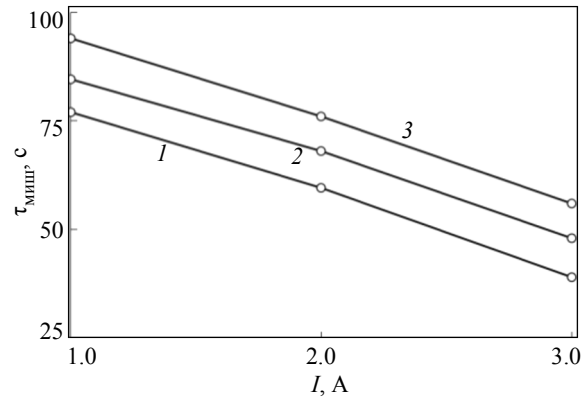


Рис. 10. Зависимости от тока разряда постоянной времени нагрева внешней пластины сэндвич-мишени при давлении, мТорр: 1 – 2.0; 2 – 4.0; 3 – 6.0  
Fig. 10. Dependences of the discharge current of the heating time constant of the outer plate of the sandwich target at pressure, mTorr: 1 – 2.0; 2 – 4.0; 3 – 6.0

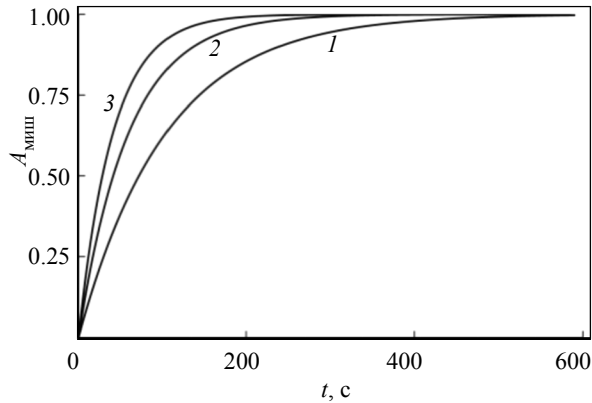


Рис. 9. Аппроксимирующие кривые, построенные в соответствии с формулой (5) при давлении 2 мТорр для тока разряда, А: 1 – 1.0; 2 – 2.0; 3 – 3.0  
Fig. 9. Approximating curves constructed in accordance with formula (5) at a pressure of 2 mTorr for the discharge current, А: 1 – 1.0; 2 – 2.0; 3 – 3.0

Возрастание тока, как и уменьшение давления, приводят к росту мощности, выделяемой на мишени (см. рис. 2), что увеличивает скорость ее нагрева.

3. С учетом (6) экспериментальные значения  $A_{миш}^*(t)$  определим в виде

$$A_{миш}^*(t) \approx T^*(t)/T_{дат}(t). \quad (7)$$

4. Полученные по (7) значения аппроксимируем выражением (5). Типичные результаты расчетов даны на рис. 9. Проведенная аппроксимация позволила установить изменения постоянной времени нагрева внешней пластины сэндвич-мишени (рис. 10). Из рис. 5 и 10 можно установить, что отношение  $\tau_{пер}/\tau_{миш}$  в заданных диапазонах тока разряда и давления лежит в диапазоне 0.9...1.1.

Это доказывает, что возникновение точек перегиба на кинетических кривых нагрева чувствительного элемента датчика связано с выходом внешней пластины в стационарный тепловой режим.

Завершив анализ влияния на нагревание подложки теплового потока  $Q_{изл}$ , который генерирует внешняя титановая пластина сэндвич-мишени, обратим внимание на другие компоненты энергетического потока  $Q_{миш}$  в (2). Их генерируют обе пластины, составляющие мишень. При этом следует помнить, что поток  $Q_{миш}$  – это функция трех независимых переменных  $Q_{миш} = f(I, p_{Ar}, \delta_{пр})$ : тока разряда  $I$ , давления аргона  $p_{Ar}$  и относительной суммарной площади прорезей во внешней пластине  $\delta_{пр}$ . Особенность сэндвич-мишени состоит в том, что ток разряда состоит из двух компонентов:

$$I = I_1 + I_2. \quad (8)$$

В этом уравнении составляющие тока, относящиеся к внутренней  $I_1$  и внешней  $I_2$  пластинам, определяются величиной  $\delta_{пр}$ :

$$I_1 = \delta_{пр}I; \quad I_2 = (1 - \delta_{пр})I. \quad (9)$$

Учитывая (8) и (9), суммарный энергетический поток  $Q_{миш}(I, p_{Ar}, \delta)$  можно записать в виде

$$Q_{миш} = Q_1 + Q_2, \quad (10)$$

где потоки  $Q_1$  и  $Q_2$  генерируют внутренняя и внешняя пластины, работающие в холодном и горячем режимах соответственно. Все потоки в (10) измеряются в джоулях в секунду или ваттах и заданы в плоскости мишени.

Поток  $Q_2$  из (10) тоже содержит два компонента, что запишем в упрощенном виде:

$$Q_2 = Q_{\text{хол}2} + Q_{\text{тепл}}. \quad (11)$$

Первое слагаемое в правой части уравнения, обозначенное через  $Q_{\text{хол}2}$ , соответствует случаю, когда магнетрон оснащен одиночной холодной мишенью, изготовленной из материала внешней пластины. Обозначение второго слагаемого в виде  $Q_{\text{тепл}}$  указывает на то, что здесь в качестве наиболее значимого потока, обусловленного нагреванием внешней пластины, принят тепловой поток. Хотя при достаточно высокой температуре могут возникнуть потоки, связанные с ее испарением. Очевидно, что температура этой пластины зависит от мощности, выделяемой на ней. Эту величину определяют по ВАХ разряда (см. рис. 2). Далее компоненты потока в (11) будем считать независимыми.

Выразим компоненты уравнения (10) через параметры процесса распыления:

$$Q_1 = Q_{\text{к}1} + Q_{\text{ф}1} + Q_{\text{разр}1} = \frac{I\delta_{\text{пр}}}{e(1+\gamma_1)} S_1 (E_{\text{к}1} + E_{\text{ф}1} + E_{\text{разр}1}), \quad (12)$$

где  $S_1$  и  $\gamma_1$  – коэффициенты распыления и ионно-электронной эмиссии материала внутренней пластины соответственно;  $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$  Кул – заряд электрона;  $E_1$ ,  $E_{\text{ф}1}$  и  $E_{\text{разр}1}$  – средние удельные (на один распыленный атом внутренней пластины) значения кинетической энергии, теплоты фазового перехода и энергетического потока из области разряда. При составлении выражения (12) было учтено, что внутреннюю мишень распыляет поток ионов аргона, который является частью общего потока. Средние удельные величины в (12) имеют порядок единиц электронвольт [11].

Второе слагаемое в правой части (10), выраженное в форме (11), можно записать в виде

$$Q_2 = Q_{\text{к}2} + Q_{\text{ф}2} + Q_{\text{разр}2} + Q_{\text{тепл}} = \frac{I(1-\delta_{\text{пр}})}{e(1+\gamma_2)} S_2 (E_{\text{к}2} + E_{\text{ф}2} + E_{\text{разр}2}) + Q_{\text{тепл}}, \quad (13)$$

где  $S_2$  и  $\gamma_2$  – коэффициенты распыления и ионно-электронной эмиссии материала внешней пластины соответственно;  $E_2$ ,  $E_{\text{ф}2}$  и  $E_{\text{разр}2}$  – средние удельные (на один распыленный атом внешней пластины) значения кинетической энергии, теплоты фазового перехода и энергетического потока из области разряда. Тепловой поток  $Q_{\text{тепл}}$  в (13) задает уравнение Стефана–Больцмана:

$$Q_{\text{тепл}} = \sigma (\varepsilon_2 T_2^4 - \varepsilon_{\text{п.и}} T_{\text{п.и}}^4) F_2 (1 - \delta_{\text{пр}}), \quad (14)$$

где  $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$  Вт · м<sup>-2</sup> · К<sup>-4</sup> – постоянная Стефана–Больцмана;  $\varepsilon_2$  и  $\varepsilon_{\text{п.и}}$  – коэффициенты излучения внешней пластины, имеющей температуру  $T_2$ , и приемника излучения соответственно;  $F_2(1 - \delta_{\text{пр}})$  – площадь распыляемой области внешней пластины. В качестве приемника примем стенку вакуумной камеры, имеющую температуру  $T_{\text{п.и}} = 300$  К.

Для вычислений по формулам (12) и (13) значения коэффициентов распыления возьмем в [20], где для оценки их энергетической зависимости рекомендована формула

$$S(E) = aE^b. \quad (15)$$

Коэффициенты  $a$  и  $b$  для однозарядных ионов аргона заданы в табл. 1. В (15) в качестве величины  $E$  можно использовать значения напряжения разряда.

Табл. 1. Коэффициенты к формуле (15)  
Tab. 1. Coefficients to formula (15)

Пластина	$a$	$b$	Достоверность
Внешняя (Ti)	0.0425	0.443	0.977
Внутренняя (Cu)	0.1421	0.468	0.980

На рис. 11 показаны зависимости, построенные по выражению (15).

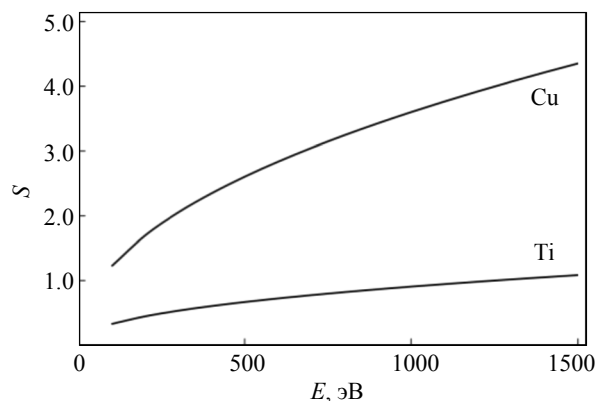


Рис. 11. Зависимости коэффициентов распыления меди и титана от энергии ионов аргона  
Fig. 11. Dependences of the sputtering coefficients of copper and titanium on the energy of argon ions

Оценим энергетический поток (10), который генерирует сэндвич-мишень в принятом диапазоне тока разряда, с помощью выражений (12) и (13). Исходные данные для расчетов даны в табл. 2. Для определения коэффициентов распыления использована формула (15) с усредненным значением напряжения разряда 320 В (см. рис. 1).

Табл. 2. Исходные данные для расчетов  
Tab. 2. Initial data for calculations

Пластина	Удельная энергия, эВ			Сумма, эВ	S при 320 В	$\gamma$
	$E_k$	$E_\phi$	$E_{\text{разр}}$			
Внутренняя (Cu)	6.00	3.50	2.00	11.50	2.48	0.11
Внешняя (Ti)	8.00	4.86	9.00	21.86	0.64	0.06

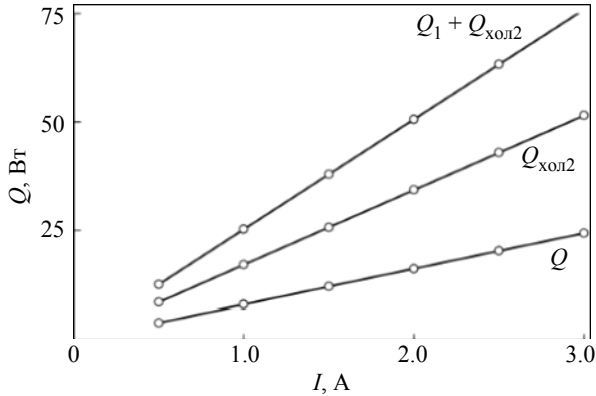


Рис. 12. Зависимости от тока разряда энергетических потоков, которые генерируют пластины сэндвич-мишени без учета теплового потока  
Fig. 12. Dependences on the discharge current of the energy fluxes generated by the target sandwich plates without taking into account the heat flux

На первом шаге выполним вычисления потоков  $Q_1$  и  $Q_{\text{хол}2}$ . Результаты представлены на рис. 12. Наблюдаемая на рис. 12 пропорциональность между переменными вполне очевидно вытекает из формул (12) и (13). Нелинейность результирующему потоку  $Q_{\text{миш}}$  привнесет тепловой поток  $Q_{\text{тепл}}$ , определяемый выражением (14). Для его вычисления был использован модуль «Теплопередача» пакета COMSOL Multiphysics [10]. Пакет позволяет использовать в качестве независимой переменной мощность источника, нагревающего внешнюю пластину.

Первоначально была определена зависимость температуры внешней пластины от мощности, выделяемой на ней потоком ионов (рис. 13). Результаты численного расчета (точки на рисунке) были аппроксимированы экспонентой:

$$T_{\text{миш}}(P) \approx 2640 - 2290(1 - e^{-P/890}). \quad (16)$$

С помощью (16) на следующем шаге по формуле (14) была определена зависимость теплового потока  $Q_{\text{тепл}}$  от мощности, выделяемой на ней потоком ионов (рис. 14). Точки на рис. 14, отражающие результаты численного расчета, по аналогии с (16) были аппроксимированы экспонентой:

$$Q_{\text{тепл}}(P) \approx 350 - 304(1 - e^{-P/900}). \quad (17)$$

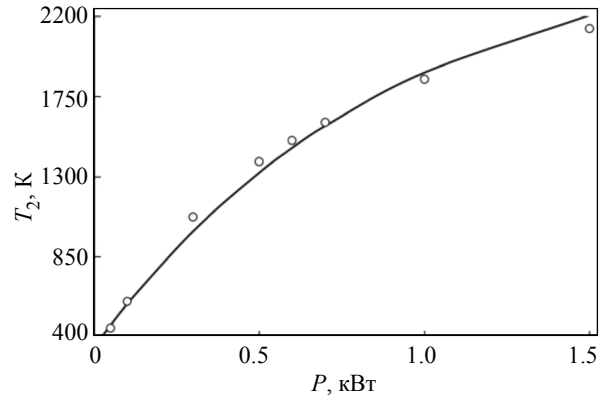


Рис. 13. Зависимости температуры внешней пластины от мощности, выделяемой на ней ионным током (точки – расчет; сплошная линия – аппроксимация)  
Fig. 13. Dependences of the temperature of the outer plate on the power released on it by the ion current (points – calculation; solid line – approximation)

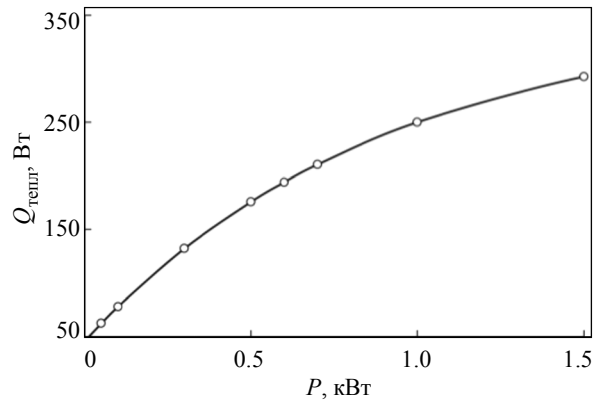


Рис. 14. Зависимости теплового потока внешней пластины от мощности, выделяемой на ней ионным током (точки – расчет; сплошная линия – аппроксимация)  
Fig. 14. Dependences of the heat flux of the outer plate on the power released on it by the ion current (points – calculation; solid line – approximation)

В обоих случаях достоверность аппроксимации с помощью (16) и (17) была не менее 0.995. В завершение численных расчетов тепловой поток в форме (17) был учтен при вычислении по формулам (10)–(14) полного энергетического потока  $Q_{\text{миш}}$ , который генерирует сэндвич-мишень.

На рис. 15 точками показаны результаты расчета теплового потока  $Q_{\text{тепл}}$ , выполненные с учетом реальной мощности, выделяемой на мишени, зависящей от давления аргона (см. рис. 1 и 2).



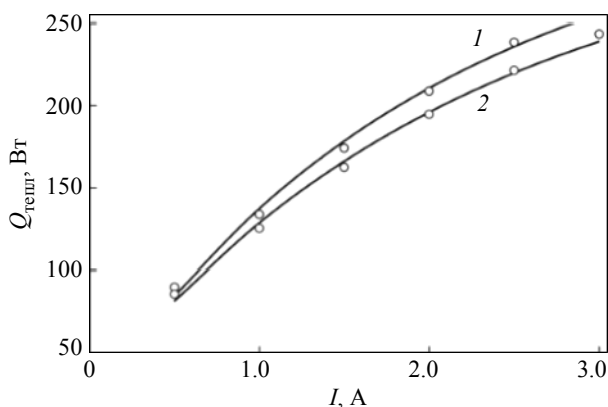


Рис. 15. Экспериментально-расчетные зависимости теплового потока, который генерирует внешняя пластина сэндвич-мишени от тока разряда при давлении, мТорр: 1 – 2.0; 2 – 6.0

Fig. 15. Experimental-calculated dependences of the heat flux generated by the outer plate of the target sandwich on the discharge current at pressure, mTorr: 1 – 2.0; 2 – 6.0

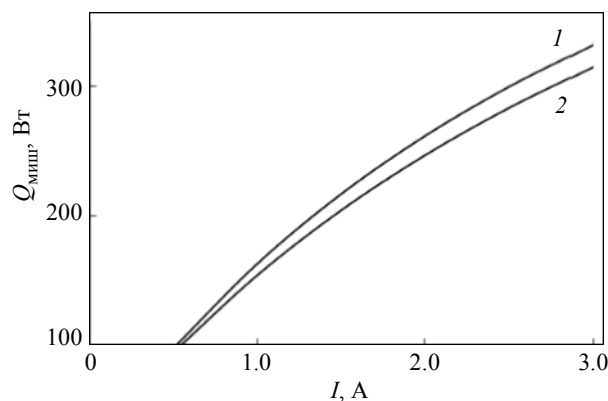


Рис. 16. Расчетные зависимости полного потока, который генерирует сэндвич-мишень, от тока разряда при давлении, мТорр: 1 – 2.0; 2 – 6.0

Fig. 16. Calculated dependences of the total flux generated by the sandwich target on the discharge current at pressure, mTorr: 1 – 2.0; 2 – 6.0

Аппроксимирующие зависимости, изображенные на рис. 15 сплошными линиями, заданы выражениями, которые аналогичны экспоненте (17), но имеют иные параметры. Рис. 16 отражает расчетные зависимости  $Q_{миш}$ , полученные суммированием зависимостей  $Q_1 + Q_{хол2}$  с рис. 12 и  $Q_{тепл}$  с рис. 15. Отметим, что на рис. 15 и 16 приведены кривые только для двух значений давления аргона. Это сделано для того, чтобы не загромождать их.

И, наконец, используя рис. 16, можем оценить энергетический поток  $Q_{подл}$ , падающий на подложку. Для этого следует вычислить угол видимости или угловой коэффициент излучения  $\phi$ . Он задает часть потока, падающего на заданную поверхность, от полного потока, генерируемого источником. Напомним, что приемником излучения

служит диск площадью  $100 \text{ мм}^2$ , который расположен на одной оси с сэндвич-мишенью на расстоянии 110 мм. Вычисления были выполнены с помощью методики из издания Блоха и др.\* для модели «дисковый источник с равномерным распределением температуры – дисковый приемник». На рис. 17 представлен результат оценки, выполненной по формуле  $Q_{дат} = \phi Q_{миш}$  при  $\phi = 1.95 \cdot 10^{-3}$ .

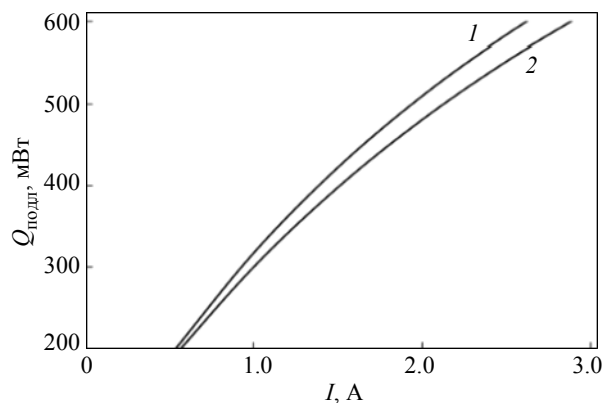


Рис. 17. Расчетные зависимости от тока разряда энергетических потоков, падающих на подложку при давлении, мТорр: 1 – 2.0; 2 – 6.0

Fig. 17. Calculated dependences on the discharge current of energy fluxes incident on the substrate at pressure, mTorr: 1 – 2.0; 2 – 6.0

Напомним, что кривые на рис. 17 были получены посредством расчета потоков, которые генерирует сэндвич-мишень. При этом исходными данными для вычислительных процедур послужили экспериментальные ВАХ. Далее оценим потоки, падающие на подложку, с помощью анализа кинетики нагревания чувствительного элемента термпарного датчика.

Мгновенное значение температуры чувствительного элемента при включенном магнетроне определяется конкуренцией процессов подвода и отвода тепла, что выразим кинетическим уравнением:

$$\frac{dT_{дат}}{dt} = \left(\frac{dT_{дат}}{dt}\right)^+ + \left(\frac{dT_{дат}}{dt}\right)^-, \quad (18)$$

где через  $\left(\frac{dT_{дат}}{dt}\right)^+$  и  $\left(\frac{dT_{дат}}{dt}\right)^-$  обозначена кинетика соответствующих процессов.

Величину  $\left(\frac{dT_{дат}}{dt}\right)^+$  в (18) выразим через параметр  $A$ , пропорциональный энергетическому потоку, нагревающему подложку [21]:

\* Блох А. Г., Журавлев Ю. А., Рыжков Л. Н. Теплообмен излучением: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. 432 с.

$$\left(\frac{dT_{\text{дат}}}{dt}\right)^+ = A. \quad (19)$$

Второе слагаемое в (18) определим, учитывая возможные механизмы отвода тепла от чувствительного элемента в форме излучения, пропорционального его температуре  $T_{\text{дат}}$  в четвертой степени, и теплопроводности, пропорциональной его температуре:

$$\left(\frac{dT_{\text{дат}}}{dt}\right)^- = -BT_{\text{дат}}^4 - CT_{\text{дат}}. \quad (20)$$

В (20) параметр  $B$  пропорционален излучательной способности элемента.  $A$  параметр  $C$  пропорционален коэффициентам теплопроводности газа и элементов конструкции держателя элемента. В общем случае в уравнении (20) необходимо учесть температуру приемника, которым для чувствительного элемента служит стенка вакуумной камеры. В нашем случае она имеет температуру порядка 300 К, что значимо меньше температуры 500...600 К, которой может достичь элемент. Поэтому температура приемника в (20) не учтена. Более того при указанной температуре элемента пренебрежем его излучением, приняв  $B = 0$ , что упрощает уравнение (18) с учетом (19) и (20):

$$dT_{\text{дат}}/dt = A - CT_{\text{дат}}. \quad (21)$$

Для примера на рис. 18 точками показаны зависимости (21), вычисленные по результатам наблюдений за кинетикой нагревания чувстви-

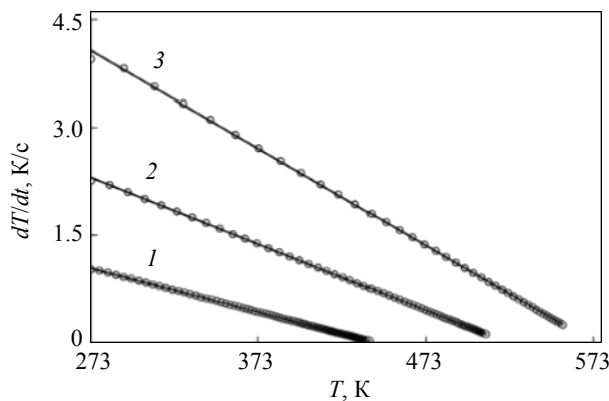


Рис. 18. Зависимости производных (21) от температуры при давлении 2 мторр и токе разряда (А): 1 – 2.0; 2 – 2.0; 3 – 3.0 (точки – эксперимент; сплошные линии – аппроксимация)

Fig. 18. Dependences of derivatives (21) on temperature at pressure of 2 mTorr and discharge current (A): 1 – 2.0; 2 – 2.0; 3 – 3.0 (points – experiment; solid lines – approximation)

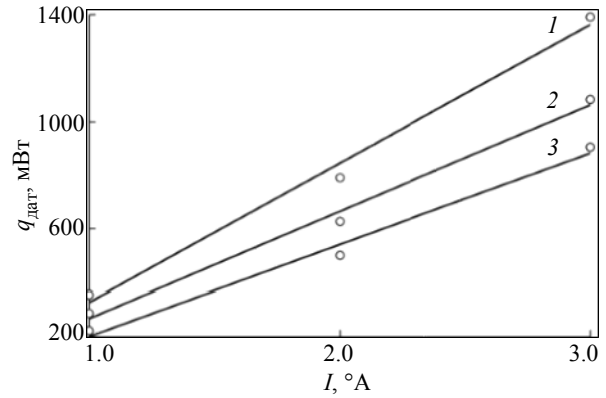


Рис. 19. Зависимости мощности, выделенные на элементе при давлении, мторр: 1 – 2.0; 2 – 4.0; 3 – 6.0 (точки – эксперимент; сплошные линии – аппроксимация)

Fig. 19. Dependences of power isolated on the element at pressure, mTorr: 1 – 2.0; 2 – 4.0; 3 – 6.0 (points – experiment; solid lines – approximation)

тельного элемента датчика при давлении 2 мторр и разных токах разряда. Все экспериментальные зависимости на рис. 18 с достоверностью более 0.999 описаны полиномами первого порядка, что свидетельствует о корректности принятого пренебрежения излучением в (20).

Значение коэффициента  $A$ , полученное из (21) дает возможность оценить мощность, выделенную на чувствительном элементе:

$$q_{\text{дат}} = mcA, \quad (22)$$

где  $m$  и  $c$  – масса и удельная теплоемкость элемента соответственно. Обозначение  $q_{\text{дат}}$  в (22) использовано для того, чтобы отличить эту величину от аналогичной  $Q_{\text{подл}}$  (см. рис. 17), вычисленной с учетом кинетики процессов на мишени. Результат применения (22) показан на рис. 19. Табл. 3 содержит сводные результаты, полученные при анализе кинетики нагревания чувствительного элемента термпарного датчика.

Падающим на подложку энергетический поток, который генерирует сэндвич-мишень (результаты расчета даны на рис. 17) и реальный поток, который привел к нагреванию чувствительного элемента термпарного датчика (результат приведен на рис. 19) в идеальном случае должны быть близки  $q_{\text{дат}} \approx Q_{\text{подл}}$ . Из рис. 20 видно, что при токе разряда 1 А указанное равенство выполняется. Но увеличение тока разряда, влекущее за собой увеличение температуры внешней пластины, приводит к увеличению различия между потоками. Наблюдаемое различие

Табл. 3. Результаты аппроксимации и анализа экспериментальных данных  
 Tab. 3. Results of approximation and analysis of experimental data

$p$ , мторр	$I$ , А	$T_{дат}$ , К	$\tau_{дат}$ , с	$A$ , К·с <sup>-1</sup>	$C$ , с <sup>-1</sup>	$q_{дат}$ , мВт
1	2	3	4	5	6	7
2	1	444	164	1.04	0.0061	360
	2	522	108	2.31	0.0093	790
	3	573	73	4.06	0.0135	1400
4	1	426	182	0.84	0.0055	300
	2	504	126	1.83	0.0079	610
	3	556	89	3.16	0.0112	1100
6	1	402	200	0.65	0.0050	220
	2	483	138	1.46	0.0069	500
	3	543	98	2.64	0.0098	910

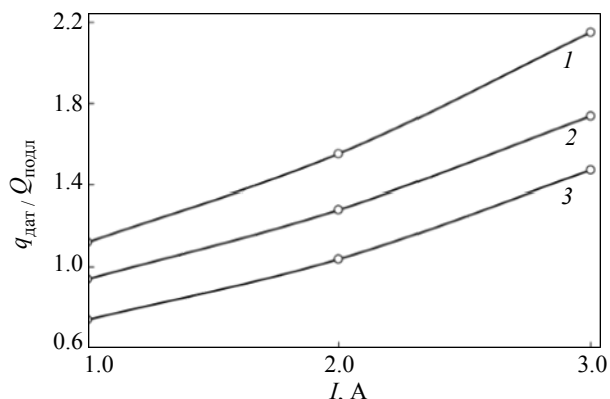


Рис. 20. Зависимости от тока разряда отношения мощности  $q_{дат}$  выделенной на элементе, к расчетной мощности, которая выделяется на подложке  $Q_{подл}$  при давлении, мторр: 1 – 2.0; 2 – 4.0; 3 – 6.0 (точки – эксперимент; сплошные линии – аппроксимация)  
 Fig. 20. Dependences on the discharge current of the ratio of the power  $q_{дат}$  released on the element to the calculated power that is released on the substrate  $Q_{подл}$  at pressure, mTorr: 1 – 2.0; 2 – 4.0; 3 – 6.0 (points – experiment; solid lines – approximation)

между ними может быть связано с неточностью принятой модели в виде (2). В нем отсутствуют потоки, связанные с испарением нагретой внешней пластины, которое в соответствии с уравнением Герца–Кнудсена нелинейно зависит от температуры. Однако малое различие между модельными и экспериментальными результатами при токе 1 А позволяет считать правильной избранную методику оценки потоков, которые генерирует сэндвич-мишень.

**Заключение.** Исследование тепловых процессов при работе магнетрона с сэндвич-мишенью, содержащей пластины из меди и титана, состояло из трех взаимосвязанных частей. В первой по результатам наблюдений за кинетикой нагревания чувствительного элемента термпарного датчика выполнен анализ влияния на его нагревание тепло-

вого потока  $Q_{изл}$ , который генерирует внешняя титановая пластина сэндвич-мишени. Во второй части внимание уделено расчету отдельных компонентов энергетического потока, созданного сэндвич-мишенью, и установлено его возможное влияние на нагревание подложки. И, наконец, в последней части по результатам наблюдения за кинетикой нагревания чувствительного элемента датчика выполнен расчет энергетического потока, под влиянием которого может происходить нагревание подложки.

Установлено, что в области тока 1...3 А зависимость мощности, выделяемой на мишени, от тока разряда носит характер полинома первой степени. При этом увеличение давления влечет за собой ее уменьшение. Кинетические кривые нагревания чувствительного элемента датчика, независимо от давления, содержат точки перегиба, связанные с достижением внешней пластины стационарного теплового режима. В связи с этим были выделены две постоянные времени – для внешней пластины мишени и элемента датчика. Обе величины были примерно обратно пропорциональны току разряда и имели незначительную нелинейность. Моделирование с помощью пакета COMSOL Multiphysics позволило установить, что тепловой и суммарный потоки, генерируемые сэндвич-мишенью, носят экспоненциальный характер. Первый из них при мощности 1000 Вт, выделенной разрядом на мишени, не превышает 250 Вт, второй – 300 Вт. Доля полного потока, падающего на подложку при токе 3 А, не превышает 600 мВт. Реальный энергетический поток, который привел к нагреванию чувствительного элемента термпарного датчика при токе 1 А, был близок к предсказанному с помощью численного моделирования, что позволяет считать правильной избранную методику оценок потоков, которые генерирует сэндвич-мишень.

Список литературы

1. 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.

2. Bondarenko A., Kolomiytsev A., Shapovalov V. The target heating influence on the reactive magnetron sputtering process // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2016. Vol. 729. P. 012006. doi: 10.1088/1742-6596/729/1/012006.
3. Properties of Ti-oxide thin films grown in reactive magnetron sputtering with self-heating target / R. Graillet-Vuillecot, A.-L. Thomann, T. Lecas, C. Cachoncinlle, E. Millon, A. Caillard // *Vacuum.* 2022. Vol. 197. P. 110813. doi: 10.1016/j.vacuum.2021.110813.
4. Effect of substrate temperature on the structural, optical and electrical properties of DC magnetron sputtered VO<sub>2</sub> thin film / C. Zhang, O. Gunes, S.-J. Wen, Q. Yang, S. Kasap // *Materials.* 2022. Vol. 15. P. 7849. doi: 10.3390/ma15217849.
5. Effect of substrate temperature on the optical properties of DC magnetron sputtered copper oxide thin films / A. M. Koshy, A. Sudha, S. K. Yadav, P. Swaminathan // *Phys. B: Condens. Mat.* 2023. Vol. 650. P. 414452. doi: 10.1016/j.physb.2022.414452.
6. Influence of the target temperature on a reactive sputtering process / A. Billard, D. Mercs, F. Perry, C. Frantz // *Sur. Coat. Technol.* 1999. Vol. 116–119. P. 721–726. doi: 10.1016/S0257-8972(99)00261-3.
7. Mercs D., Perry F., Billard A. Hot target sputtering: A new way for high-rate deposition of stoichiometric ceramic films // *Sur. Coat. Technol.* 2006. Vol. 201. P. 2276–2281. doi: 10.1016/j.surfcoat.2006.03.035.
8. Musil J., Satava V., Baroch P. High-rate reactive deposition of transparent SiO<sub>2</sub> films containing low amount of Zr from molten magnetron target // *Thin Solid Films.* 2010. Vol. 519. P. 775–777. doi: 10.1016/j.tsf.2010.09.009.
9. Graillet-Vuillecot R. Hot target magnetron sputtering process: Effect of infrared radiation on the deposition of titanium and titanium oxide thin films // *Vacuum.* 2020. Vol. 181. P. 109734. doi: 10.1016/j.vacuum.2020.109734.
10. Kozin A. A., Shapovalov V. I. Modeling of thermal processes in magnetron with single hot target and sandwich-target // *Sur. Coat. Technol.* 2018. Vol. 359. P. 451–458. doi: 10.1016/j.surfcoat.2018.12.070 25.
11. 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.
12. Sputtering of a hot ceramic target: Experiments with ZnO / A. M. Ismailov, V. A. Nikitenko, M. R. Rabadanov, L. L. Emiraslanova, I. Sh. Aliev, M. Kh. Rabadanov // *Vacuum.* 2019. Vol. 168. P. 108854. doi: 10.1016/j.vacuum.2019.108854.
13. 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. P. 185202. doi: 10.1088/0022-3727/42/18/185202.
14. Cormier P.-A., Stahl M., Thomann A.-L. On the measurement of energy fluxes in plasmas using a calorimetric probe and a thermopile sensor // *J. Phys. D, Appl. Phys.* 2010. Vol. 43. P. 465201. doi: 10.1088/0022-3727/43/46/465201.
15. 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.
16. Energy influx measurements with an active thermal probe in plasma-technological processes / R. Wiese, H. Kersten, G. Wiese, R. Bartsch // *EPJ Techniq. Instrum.* 2015. Vol. 2. P. 1–10. doi: 10.1140/epjti/s40485-015-0013-y.
17. Measuring the energy flux at the substrate position during magnetron sputter deposition processes / P. A. Cormier, A. Balhamri, A.-L. Thomann, R. Dussart, N. Semmar, J. Mathias, R. Snyders, S. Konstantinidis // *J. Appl. Phys.* 2013. Vol. 113. P. 013305. doi: 10.1063/1.4773103.
18. Shapovalov V. I. Deposition of solid solution films using reactive magnetron sputtering of a sandwich target // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2021. Vol. 1954. P. 012041. doi: 10.1088/1742-6596/1954/1/012041.
19. Influence of argon pressure and current density on substrate 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.
20. Anders A. Deposition rates of high power impulse magnetron sputtering: Physics and economics // *J. Vac. Sci. Technol. A: Vac., Surf. Films.* 2010. Vol. 28. P. 783–790. doi:10.1116/1.3299267.
21. Shapovalov V. I., Minzhulina E. A. Studying heating of magnetron target based on measurement of substrate // *Vacuum.* 2019. Vol. 161. P. 324–327. doi: 10.1016/j.vacuum.2019.01.001.

#### Информация об авторах

**Иванцов Максим Олегович** – студент гр. 7207 СПбГЭТУ «ЛЭТИ».

E-mail: max1738nat@mail.ru

**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

#### References

1. 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.
2. Bondarenko A., Kolomyitsev A., Shapovalov V. The target heating influence on the reactive magnetron sputtering process // J. Phys.: Confer. Ser. 2016. Vol. 729. P. 012006. doi: 10.1088/1742-6596/729/1/012006.
3. Properties of Ti-oxide thin films grown in reactive magnetron sputtering with self-heating target / R. Graillet-Vuillecot, A.-L. Thomann, T. Lecas, C. Cachoncinlle, E. Millon, A. Caillard // Vacuum. 2022. Vol. 197. P. 110813. doi: 10.1016/j.vacuum.2021.110813.
4. Effect of substrate temperature on the structural, optical and electrical properties of DC magnetron sputtered VO<sub>2</sub> thin film / C. Zhang, O. Gunes, S.-J. Wen, Q. Yang, S. Kasap // Materials. 2022. Vol. 15. P. 7849. doi: 10.3390/ma15217849.
5. Effect of substrate temperature on the optical properties of DC magnetron sputtered copper oxide thin films / A. M. Koshy, A. Sudha, S. K. Yadav, P. Swaminathan // Phys. B: Condens. Mat. 2023. Vol. 650. P. 414452. doi: 10.1016/j.physb.2022.414452.
6. Influence of the target temperature on a reactive sputtering process / A. Billard, D. Mercs, F. Perry, C. Frantz // Sur. Coat. Technol. 1999. Vol. 116–119. P. 721–726. doi: 10.1016/S0257-8972(99)00261-3.
7. Mercs D., Perry F., Billard A. Hot target sputtering: A new way for high-rate deposition of stoichiometric ceramic films // Sur. Coat. Technol. 2006. Vol. 201. P. 2276–2281. doi: 10.1016/j.surfcoat.2006.03.035.
8. Musil J., Satava V., Baroch P. High-rate reactive deposition of transparent SiO<sub>2</sub> films containing low amount of Zr from molten magnetron target // Thin Solid Films. 2010. Vol. 519. P. 775–777. doi: 10.1016/j.tsf.2010.09.009.
9. Graillet-Vuillecot R. Hot target magnetron sputtering process: Effect of infrared radiation on the deposition of titanium and titanium oxide thin films // Vacuum. 2020. Vol. 181. P. 109734. doi: 10.1016/j.vacuum.2020.109734.
10. Kozin A. A., Shapovalov V. I. Modeling of thermal processes in magnetron with single hot target and sandwich-target // Sur. Coat. Technol. 2018. Vol. 359. P. 451–458. doi: 10.1016/j.surfcoat.2018.12.070 25.
11. 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.
12. Sputtering of a hot ceramic target: Experiments with ZnO / A. M. Ismailov, V. A. Nikitenko, M. R. Rabadanov, L. L. Emiraslanova, I. Sh. Aliev, M. Kh. Rabadanov // Vacuum. 2019. Vol. 168. P. 108854. doi: 10.1016/j.vacuum.2019.108854.
13. 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. P. 185202. doi: 10.1088/0022-3727/42/18/185202.
14. Cormier P.-A., Stahl M., Thomann A.-L. On the measurement of energy fluxes in plasmas using a calorimetric probe and a thermopile sensor // J. Phys. D, Appl. Phys. 2010. Vol. 43. P. 465201. doi: 10.1088/0022-3727/43/46/465201.
15. 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.
16. Energy influx measurements with an active thermal probe in plasma-technological processes / R. Wiese, H. Kersten, G. Wiese, R. Bartsch // EPJ Techniq. Instrum. 2015. Vol. 2. P. 1–10. doi: 10.1140/epjti/s40485-015-0013-y.
17. Measuring the energy flux at the substrate position during magnetron sputter deposition processes / P. A. Cormier, A. Balhamri, A.-L. Thomann, R. Dussart, N. Semmar, J. Mathias, R. Snyders, S. Konstantinidis // J. Appl. Phys. 2013. Vol. 113. P. 013305. doi: 10.1063/1.4773103.
18. Shapovalov V. I. Deposition of solid solution films using reactive magnetron sputtering of a sandwich target // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. Vol. 1954. P. 012041. doi: 10.1088/1742-6596/1954/1/012041.
19. Influence of argon pressure and current density on substrate 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.
20. Anders A. Deposition rates of high power impulse magnetron sputtering: Physics and economics // J. Vac. Sci. Technol. A: Vac., Surf. Films. 2010. Vol. 28. P. 783–790. doi:10.1116/1.3299267.
21. Shapovalov V. I., Minzhulina E. A. Studying heating of magnetron target based on measurement of substrate // Vacuum. 2019. Vol. 161. P. 324–327. doi: 10.1016/j.vacuum.2019.01.001.

#### Information about the authors

**Maxim O. Ivantsov** – student gr. 7207 of Saint Petersburg Electrotechnical University.

E-mail: max1738nat@mail.ru

**Viktor I. Shapovalov** – Dr Sci. (Eng.), Professor of the Department of Physical Electronics and Technology of Saint Petersburg Electrotechnical University.

E-mail: vishapovalov@mail.ru

Статья поступила в редакцию 12.08.2023; принята к публикации после рецензирования 24.10.2023; опубликована онлайн 30.01.2024.

Submitted 12.08.2023; accepted 24.10.2023; published online 30.01.2024.