

**О возможности оценки коэффициента вторично-электронной эмиссии металлов и диэлектриков в среднем вакууме**

*В. А. Бурдовицин, Д. Б. Золотухин, К. И. Карпов, Е. М. Окс*

*Предложена оригинальная методика оценки коэффициента вторичной электронной эмиссии металлических и диэлектрических мишеней в области давлений в единицы и десятки паскаль. Методика основана на измерении потенциала мишени в зависимости от тока электронного пучка и сопоставлении результатов измерений с расчетными значениями, полученными с использованием модели, основанной на уравнениях баланса заряда на мишени и баланса ионов в пучковой плазме.*

*Ключевые слова:* форвакуум, электронный пучок, пучковая плазма, слой пространственного заряда, потенциал изолированной мишени, вторичная электронная эмиссия.

**Ссылка:** Бурдовицин В. А., Золотухин Д. Б., Карпов К. И., Окс Е. М. // Прикладная физика. 2019. № 6. С. 11.

**Reference:** V. A. Burdovitsin, D. B. Zolotukhin, K. I. Karpov, and E. M. Oks, Prikl. Fiz., No. 6, 11 (2019).

**Введение**

Знание вторично-эмиссионных свойств материалов играет важную роль как при конструировании устройств вакуумной электроники, так и при решении конкретных задач формирования и транспортировки электронных пучков [1]. Подавляющее большинство работ по измерению коэффициента  $\sigma$  вторичной электронной эмиссии (ВЭЭ) материалов выполнено в условиях предварительного прогрева в высоком вакууме для обеспечения чистоты поверхности. В этих условиях измерение тока вторичных электронов не вызывает принципиальных затруднений. В то же время ВЭЭ играет существенную роль и в опера-

циях, осуществляемых с применением электронного пучка в среднем вакууме с давлением 1–50 Па. К таким операциям следует отнести, например, генерацию пучковой плазмы [2, 3], а также электронно-лучевую обработку диэлектрических поверхностей [4]. В этих условиях непосредственное измерение тока вторичных электронов чрезвычайно затруднено или даже невозможно из-за искажений, вносимых наличием плазмы, создаваемой за счет ионизации газа электронным пучком. Выходом из создавшейся ситуации могут стать косвенные методы, один из которых состоит в использовании взаимосвязи между коэффициентом ВЭЭ и потенциалом облучаемой поверхности изолированной мишени [5]. Измерение потенциала металлической мишени не составляет труда. Однако для диэлектрической мишени задача становится нетривиальной и может быть решена также с применением косвенного метода. Метод заключается в одновременном измерении параметров пучковой плазмы вблизи границы слоя пространственного заряда, отделяющего плазму от мишени, и протяженности (толщины) слоя [6]. Таким образом, цель настоящей работы состоит в демонстрации возможности оценки

---

**Бурдовицин Виктор Алексеевич**, профессор, д.ф.-м.н.  
**Золотухин Денис Борисович**, доцент, к.ф.-м.н.  
**Карпов Кирилл Игоревич**, студент.  
**Окс Ефим Михайлович**, профессор, д.т.н.  
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники.  
Россия, 634050, г. Томск, проспект Ленина, 40.  
E-mail: burdov@fet.tusur.ru

*Статья поступила в редакцию 18 октября 2019 г.*

---

© Бурдовицин В. А., Золотухин Д. Б., Карпов К. И., Окс Е. М., 2019

коэффициента ВЭЭ диэлектриков, облучаемых электронным пучком при наличии пучковой плазмы в среднем вакууме.

### Экспериментальная установка и методики измерений

Основные элементы экспериментальной установки представлены на рис. 1.

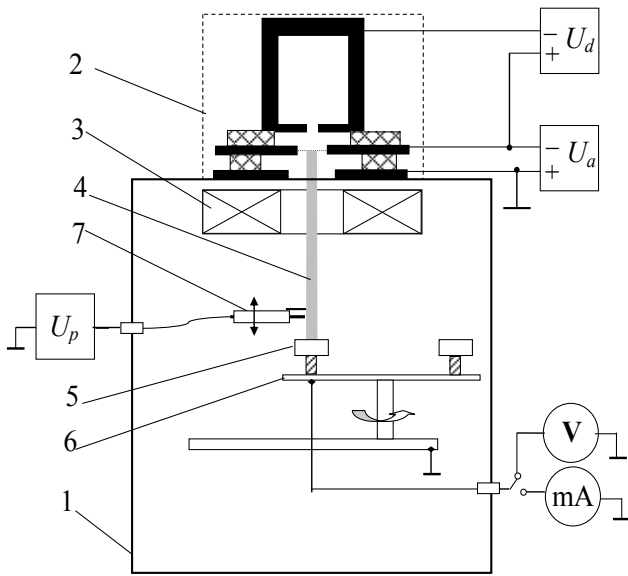


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

На верхнем фланце вакуумной камеры 1 расположен плазменный электронный источник 2 на основе разряда с полым катодом. Постоянные напряжения  $U_d$  и  $U_a$  для питания соответственно разрядного и ускоряющего промежутков подаются от двух выпрямителей. Сфокусированный магнитной системой 3 непрерывный электронный пучок 4 попадает на испытываемые мишени 5, находящиеся на вращающейся платформе 6.

Параметры пучковой плазмы измерялись одиночным зондом 7, подключенным к выпрямителю, задающему потенциал зонда  $U_p$  в пределах от  $-30$  до  $+2$  В. Зонд мог перемещаться в вертикальном направлении в пределах 60 мм с помощью специального электро-механического устройства (на схеме не показано). Координата зонда фиксировалась по линейке с ценой деления 1 мм. За положение границы слоя принималась координата, при которой ток отрицательно смещенного ( $-30$  В) зонда становился равным нулю. Обоснованность такой методики вытекает из экспери-

мента. Измерения показали, что в случае, когда отрицательно смещенный зонд находится в слое, ток в цепи зонда электронный, а когда в плазме — то ионный. Следовательно, существует положение, в котором зондовый ток нулевой. Визуально это положение совпадает с границей свечения плазмы. В то же время эта методика позволяет отследить малые смещения границы плазмы, что исключено при визуальном наблюдении.

В работе исследовались мишени из металла (нержавеющая сталь) и различных диэлектриков: нитрид бора, кварц, керамика форстерит. Для мишени из нержавеющей стали была предусмотрена возможность подключения к миллиамперметру или к высокоомному вольтметру для измерения тока пучка  $I_b$  и плавающего потенциала  $\phi$  мишени соответственно.

Откачка камеры производилась механическим форвакуумным насосом ADVAVAK 40, напуск аргона осуществлялся непосредственно в вакуумную камеру.

### Результаты измерений и их обсуждение

Как отмечалось выше, одна из задач настоящей работы состояла в нахождении подхода к оценке потенциала диэлектрической мишени, облучаемой электронным пучком. Экспериментальной моделью служила изолированная мишень из нержавеющей стали, потенциал которой измерялся непосредственно. Измеренный потенциал сравнивался со значением  $\phi$ , рассчитанным на основании измерения параметров пучковой плазмы и протяженности слоя. Как было установлено нами ранее [2], в области давлений в единицы и десятки паскаль при облучении изолированной металлической мишени электронным пучком она заряжается до относительно небольшого отрицательного потенциала  $\phi$ . При этом между пучковой плазмой и мишенью формируется четко различимый слой пространственного заряда, протяженность (толщина)  $d$  которого может быть измерена. Как и следовало ожидать, протяженность  $d$  слоя возрастает с понижением потенциала мишени и уменьшается по мере повышения давления газа, а, следовательно, концентрации  $n$  пучковой плазмы. Это позволило в приближении

ионного слоя подойти к оценке потенциала  $\phi$  мишени, приравняв бомовский ток ионов с границы плазмы току ионов по закону Чайлда–Ленгмюра:

$$\phi = \theta d^{4/3} (ekT_e)^{1/3} \left( \frac{n}{\epsilon_0} \right)^{2/3}, \quad (1)$$

где  $T_e$  – электронная температура плазмы;  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная (в системе СИ);  $\theta = 0,4$  – поправочный коэффициент.

На рис. 2 представлены значения потенциала  $\phi$  металлической мишени для различных давлений аргона в зависимости от тока пучка для разных ускоряющих напряжений  $U_a$  электронного источника. Как можно заметить, расчетные и измеренные значения потенциала удовлетворительно совпадают. Это дает основание к применению рассмотренной методики для оценки отрицательного потенциала поверхности облучаемых электронным пучком

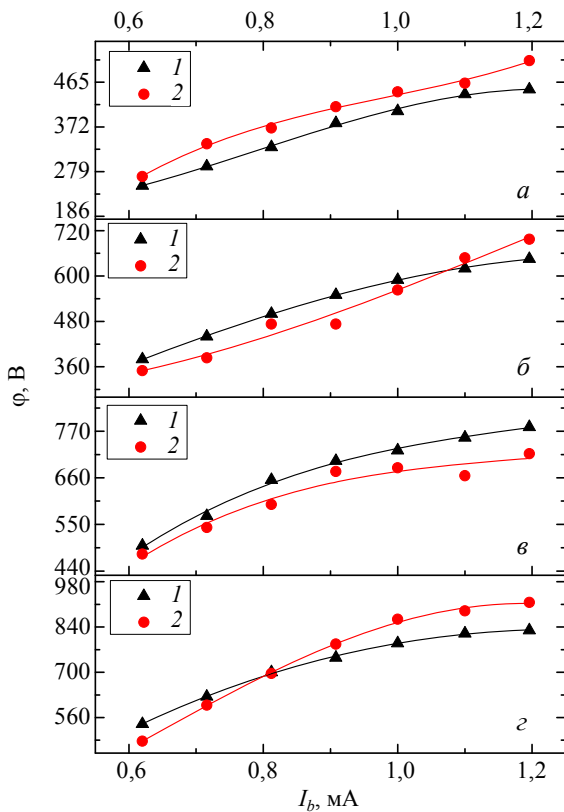


Рис. 2. Измеренные (1) и рассчитанные (2) значения потенциала  $\phi$  мишени (нерж. сталь) в зависимости от тока  $I_b$  пучка для разных ускоряющих напряжений: 6 кВ (а), 7 кВ (б), 8 кВ (в) и 9 кВ (г). Газ – аргон. Давление 2 Па.

диэлектрических мишеней по измеренным параметрам пучковой плазмы и протяженности слоя. Представленные на рис. 3 зависимости свидетельствуют о сходстве характера поведения потенциалов металлической и диэлектрических мишеней, проявляющегося в понижении потенциала с возрастанием тока пучка и ускоряющего напряжения. Обращает на себя внимание различие в абсолютных значениях потенциала для разных диэлектрических мишеней в одинаковых экспериментальных условиях. Наибольшие величины наблюдаются для кварца и наименьшие для нитрида бора. Учет результатов работ [5, 7] дает основание предполагать, что это различие связано с различными значениями коэффициента  $\sigma$  вторичной электронной эмиссии для разных диэлектриков. Причем большим значениям потенциала соответствует меньший коэффициент  $\sigma$ . Кроме того, наличие слоя позволяет утверждать, что в условиях эксперимента для всех испытанных материалов  $\sigma < 1$ .

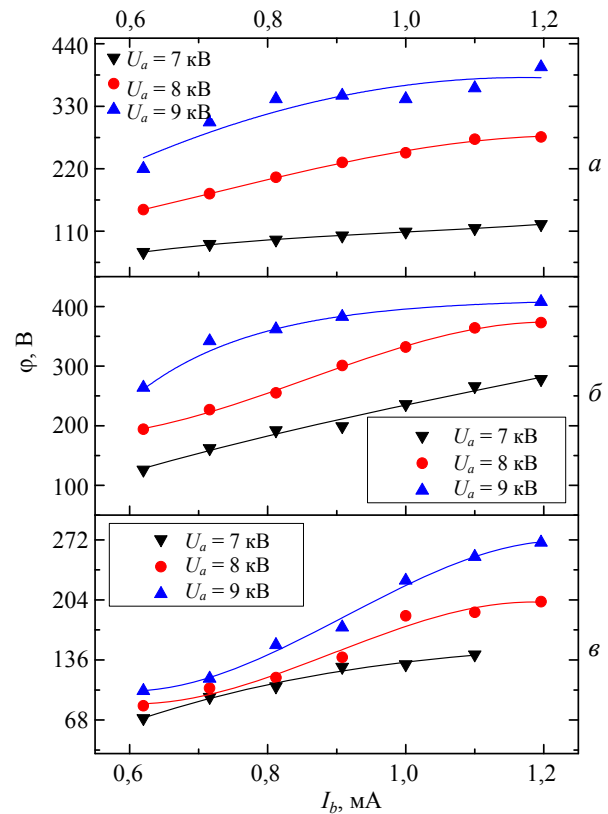


Рис. 3. Потенциал  $\phi$  как функция тока  $I_b$  пучка при различных ускоряющих напряжениях  $U_a$  для разных диэлектрических мишеней: а – керамика форстерит, б – кварц, в – нитрид бора. Давление газа (аргон)  $p = 2$  Па.

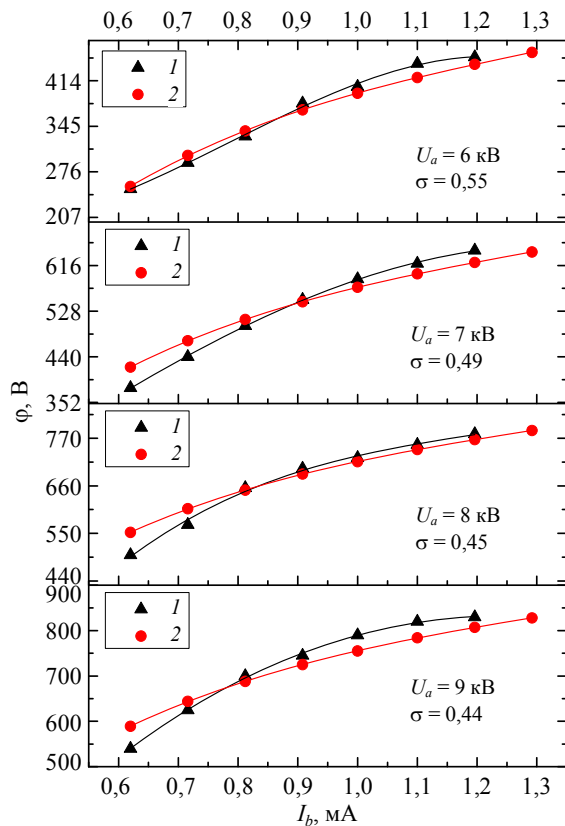


Рис. 4. Измеренные (1) и рассчитанные (2) значения потенциала  $\varphi$  мишени (нерж. сталь) в зависимости от тока пучка  $I_b$  для разных ускоряющих напряжений. Газ – аргон. Давление 2 Па. На каждом из графиков представлены значения коэффициентов ВЭЭ, оцененные с использованием формулы (2).

Модель, предложенная нами в [7], дает возможность произвести оценку коэффициента  $\sigma$  диэлектриков на основании сопоставления расчетной и экспериментальной зависимостей потенциала  $\varphi$  от тока  $I_b$  пучка. Базовое положение модели состоит в том, что вклад в образование пучковой плазмы вносят как электроны пучка, так и вторичные электроны, т. е. электроны, эмитируемые мишенью и ускоренные падением потенциала в слое, которое практически совпадает с потенциалом  $\varphi$ , поскольку потенциал плазмы близок к нулю [8]. Это позволяет представить концентрацию  $n$  плазмы в виде суммы  $n = n_0 + n_s$ , где  $n_0$  и  $n_s$  – концентрации, созданные пучком и вторичными электронами соответственно. Основу модели составляют уравнения баланса за-

ряда на изолированной (диэлектрической) мишени и баланса ионов в плазме. Совместное решение уравнений привело к выражению для потенциала мишени [7]:

$$\varphi = \frac{W_i S_p}{\frac{\sigma I_b}{ev_i} \times \frac{1}{(1-\sigma)I_b} + \gamma S_t} - \beta p I_b^\alpha, \quad (2)$$

где  $I_i$  – ионный ток из плазмы на мишень;  $\gamma$  – коэффициент ионно-электронной эмиссии;  $q$  – элементарный заряд;  $n$  – концентрация плазмы;  $v_i$  – боровская скорость ионов;  $S_t$  – площадь участка мишени, на которую поступают ионы из плазмы;  $W_i$  – энергия (в потенциальных единицах), затрачиваемая на образование одной ион-электронной пары;  $S_p$  – площадь поверхности плазмы, с которой она теряет ионы.

Параметры  $\beta$  и  $\alpha$  взяты из эксперимента и отражают связь  $n_0$  с давлением  $p$  и током  $I_b$  в виде соотношения  $n_0 = \beta p I_b^\alpha$ .

Расчетные кривые для мишени из нержавеющей стали, полученные с использованием выражения (2), совместно с экспериментальными зависимостями представлены на рис. 4 при следующих значениях параметров:  $W_i = 26$  В;  $S_p = 4 \times 10^{-3}$  м<sup>2</sup>;  $v_i = 2,9 \times 10^3$  м/с;  $S_t = 0,8 \times 10^{-4}$  м<sup>2</sup>;  $p = 2$  Па;  $\beta = 1 \times 10^{-17}$  Па<sup>-1</sup> м<sup>-3</sup> А<sup>-0,5</sup>;  $\alpha = 0,5$ .

Коэффициент  $\sigma$  подбирался из условия наилучшего совпадения зависимостей  $\varphi$  от  $I_b$ . Как можно видеть, коэффициент  $\sigma$  снижается с повышением ускоряющего напряжения, что совпадает с данными [9].

Результаты применения описанной методики к диэлектрическим мишеням показаны на рис. 5. Несмотря на имеющее место расхождение, все же можно заметить тенденции, состоящие, во-первых, в снижении коэффициента ВЭЭ с увеличением ускоряющего напряжения и, во-вторых, в более высоких значениях  $\sigma$  для диэлектрических мишеней по сравнению с металлической мишенью.

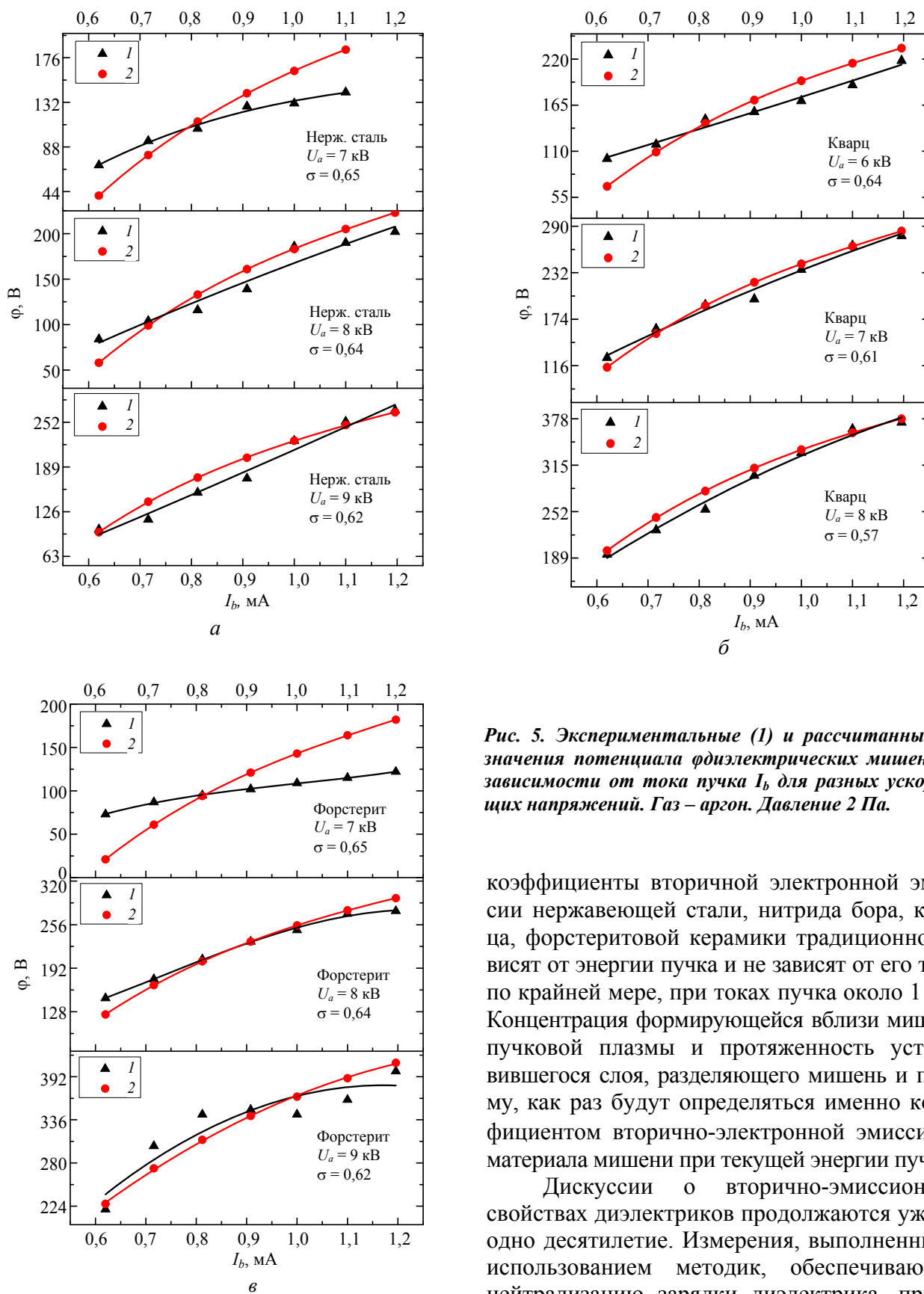


Рис. 5. Экспериментальные (1) и рассчитанные (2) значения потенциала фиделектрических мишеней в зависимости от тока пучка  $I_b$  для разных ускоряющих напряжений. Газ – аргон. Давление 2 Па.

коэффициенты вторичной электронной эмиссии нержавеющей стали, нитрида бора, кварца, форстеритовой керамики традиционно зависят от энергии пучка и не зависят от его тока, по крайней мере, при токах пучка около 1 мА. Концентрация формирующейся вблизи мишени пучковой плазмы и протяженность установившегося слоя, разделяющего мишень и плазму, как раз будут определяться именно коэффициентом вторично-электронной эмиссии  $\sigma$  материала мишени при текущей энергии пучка.

Дискуссии о вторично-эмиссионных свойствах диэлектриков продолжают уже не одно десятилетие. Измерения, выполненные с использованием методик, обеспечивающих нейтрализацию зарядки диэлектрика, приводят к значениям коэффициента ВЭЭ большим единицы, даже при энергиях электронов в несколько кэВ [10]. В то же время, если зарядка имеет место, то в высоком вакууме и при

Разработанная методика позволила установить, что в условиях эксперимента (облучение непрерывным электронным пучком при наличии пучковой плазмы в среднем вакууме)

энергии электронов не менее нескольких килоэлектронвольт установившийся коэффициент вторичной электронной эмиссии диэлектриков равен единице [11]. Происходит это потому, что зависимость  $\sigma$  от энергии электронов имеет максимум, и при достаточно больших энергиях электронов диэлектрик заряжается отрицательно, вследствие чего энергия электронов снижается до величины, при которой дальнейшего изменения потенциала поверхности диэлектрика не происходит, т. е. до  $\sigma = 1$ . Это правило нарушается в области среднего вакуума, поскольку в этом случае баланс заряда на диэлектрической мишени обеспечивается не только вторичной эмиссией, но также и ионами, поступающими на мишень из пучковой плазмы. Это обстоятельство обеспечивает постоянство потенциала поверхности мишени даже при  $\sigma < 1$ , что и наблюдается в настоящей работе.

### Заключение

Предложенная методика определения потенциала диэлектрической мишени, облучаемой электронным пучком в среднем вакууме, на основе измерений толщины слоя пространственного заряда и концентрации пучковой плазмы позволила провести оценки коэффициента вторичной электронной эмиссии  $\sigma$  различных диэлектриков и сравнить их по этому параметру.

Работа выполнена при поддержке  
Российского Фонда Фундаментальных  
Исследований (грант № 19-08-00170).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Sheehan J. P., Hershkowitz N. // Journal of Vacuum Science & Technology. 2012. Vol. A 30. P. 031302.
2. Бурдовицин В. А., Золотухин Д. Б., Окс Е. М., Панченко Н. А. // Прикладная физика. 2018. № 5. С. 21.
3. Золотухин Д. Б., Бурдовицин В. А., Окс Е. М., Тюньков А. В., Юшков Ю. Г. // Доклады ТУСУРа. 2017. Т. 20. № 1. С. 42
4. Филачев А. М., Фукс Б. И. // Прикладная физика. 1996. № 3. С. 39.
5. Burdovitsin V. A., Zolotukhin D. B., Oks E. M., Panchenko N. A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2019. Vol. 52. P. 285204.
6. Zolotukhin D. B., Burdovitsin V. A., Oks E. M. // Physics of Plasmas. 2017. Vol. 24. P. 093502.
7. Burdovitsin V. A., Klimov A. S., Medovnik A. V., Oks E. M. // Plasma Sources Sci. Technol. 2010. Vol. 19. P. 055003.
8. Walton S. G., Hernández S. C., Boris D. R., Petrova Tz. B., Petrov G. M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. Vol. 50. P. 354001.
9. Baglin V., Bojko J., Gröbner O., Henrist B., Hilleret N., Scheuerlein C., Taborelli M. / Proc. of 7th European Particle Accelerator Conference (Vienna, Austria, 2000), pp. 217–221.
10. Cazaux J. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 2006. Vol. B 244. P. 307.
11. Бронштейн И. М., Фрайман Б. С. Вторичная электронная эмиссия. – М.: Наука, 1969.

PACS: 52.50.Dg

## On the possibility of estimating the secondary electron emission coefficient of metals and dielectrics in medium vacuum

V. A. Burdovitsin, D. B. Zolotukhin, K. I. Karpov, and E. M. Oks

Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics  
40 Lenin Ave., Tomsk, 634050, Russia  
E-mail: burdov@fet.tusur.ru

Received October 18, 2019

*An original technique is proposed for estimating the coefficient of secondary electron emission of metal and dielectric targets in the pressure range of units and tens of Pascal. The technique is based on measuring the target potential as a function of the electron beam current and com-*

***paring the measurement results with the calculated values obtained using the model based on the equations of the charge balance on the target and the balance of ions in the beam plasma.***

*Keywords:* fore-vacuum, electron beam, beam plasma, space charge sheath, potential of an isolated target, secondary electron emission.

## REFERENCES

1. J. P. Sheehan and N. Hershkowitz. *Journal of Vacuum Science & Technology A* **30**, 031302 (2012).
2. V. A. Burdovitsin, D. B. Zolotukhin, E. M. Oks, and N. A. Panchenko, *Prikl. Fiz.*, No. 5, 21 (2018).
3. D. B. Zolotukhin, V. A. Burdovitsin, E. M. Oks, A. V. Tyunkov, and Yu. G. Yushkov, *Doklady TUSURa* **20** (1), 42 (2017).
4. A. M. Filachev and B. I. Fuks, *Prikl. Fiz.*, No. 3, 39 (1996).
5. V. A. Burdovitsin, D. B. Zolotukhin, E. M. Oks, and N.A. Panchenko. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **52**, 285204 (2019).
6. D. B. Zolotukhin, V. A. Burdovitsin, and E. M. Oks, *Physics of Plasmas* **24**, 093502 (2017).
7. V. A. Burdovitsin, A. S. Klimov, A. V. Medovnik, and E. M. Oks, *Plasma Sources Sci. Technol.* **19**, 055003 (2010).
8. S. G. Walton, S. C. Hernández, D. R. Boris, Tz. B. Petrova, and G. M. Petrov, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50**, 354001 (2017).
9. V. Baglin, J. Bojko, O. Gröbner, B. Henrist, N. Hilleret, C. Scheuerlein, and M. Taborelli, in *Proc. of 7th European Particle Accelerator Conference* (Vienna, Austria, 2000), pp. 217–221.
10. J. Cazaux. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research.* **B 244**, 307 (2006).
11. I. M. Bronstein and I. M. Fraiman, *Secondary electron emission* (Nauka, Moscow, 1969) [in Russian].