

УДК 537.525:621.32.032

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТОЛЩИНЫ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛЕНКИ НА ПОВЕРХНОСТИ КАТОДА НА ЕГО ЭФФЕКТИВНЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ В СЛАБОТОЧНОМ ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ

© 2019 г. В. И. Кристья<sup>1</sup>, \*, Мьо Ти Ха<sup>1</sup>, М. Р. Фишер<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Калужский филиал, 248000 Калуга, Россия

\*E-mail: kristya@bmstu-kaluga.ru

Поступила в редакцию 26.06.2018 г.

После доработки 26.06.2018 г.

Принята к публикации 26.06.2018 г.

Сформулирована модель стационарного слаботочного (таунсендовского) газового разряда при наличии на поверхности катода тонкой диэлектрической пленки. В модели принимается во внимание наряду с ионно-электронной эмиссией с катода полевая эмиссия электронов из металлической подложки катода в пленку под действием сильного электрического поля, возникающего в диэлектрике при протекании тока в разряде. Рассчитана эмиссионная эффективность пленки и характеристики разряда как функции ее толщины. Показано, что наблюдаемая экспериментально немонотонная зависимость эффективного коэффициента электронной эмиссии катода и напряжения зажигания разряда от толщины пленки может быть объяснена неоднородностью распределения электрического поля в ней.

**Ключевые слова:** диэлектрическая пленка на поверхности катода, полевая электронная эмиссия, эмиссионная эффективность пленки, эффективный коэффициент электронной эмиссии катода, напряжение зажигания разряда.

DOI: 10.1134/S0207352819040103

### ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных характеристик газоразрядных приборов, таких как газовые лазеры и осветительные лампы, является напряжение зажигания разряда, равное минимальной разности потенциалов между электродами, при которой происходит пробой рабочего газа в межэлектродном промежутке и возникает слаботочный разряд, который затем может переходить в тлеющий и дуговой разряды [1, 2]. Уменьшение напряжения зажигания, а, следовательно, и напряжения поддержания разряда, приводит к снижению энергоемкости прибора и к увеличению его долговечности вследствие уменьшения интенсивности распыления электродов.

Величина напряжения зажигания снижается при возрастании эффективного коэффициента электронной эмиссии катода, равного среднему числу эмитируемых электронов в расчете на один падающий ион, причем в случае разряда низкого давления с металлическим катодом основной вклад в него дает ионно-электронная эмиссия [1, 3–5]. Один из способов увеличения эффективного коэффициента электронной эмиссии катода состоит в формировании на его рабочей поверх-

ности диэлектрической оксидной пленки толщиной 10–100 нм. В разряде на пленке накапливаются положительные ионы, создающие в ней электрическое поле, достаточное для полевой эмиссии электронов из металлической подложки электрода. Такие электроны двигаются в пленке под действием поля и, достигая ее внешней поверхности, нейтрализуют поверхностный заряд, обеспечивая стационарный режим разряда. Часть из них может преодолевать потенциальный барьер на границе пленки и выходить в разрядный объем, увеличивая эффективный коэффициент электронной эмиссии электрода [6–8], что должно приводить к снижению напряжения зажигания разряда.

Влияние полевой эмиссии электронов из металлической подложки катода в тонкую диэлектрическую пленку на характеристики разряда изучено в [9–11]. Показано, что влияние полевой эмиссии на характеристики разряда определяется одним параметром —  $\delta_f$ , называемым эмиссионной эффективностью пленки [10, 12], которая равна доле эмитированных из подложки электронов, выходящих из пленки в разрядный объем. Однако зависимость величины  $\delta_f$  от параметров пленки и, в частности, от ее толщины, до настоя-

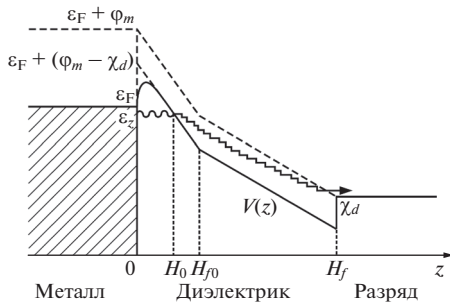


Рис. 1. Энергетическая диаграмма системы металл–диэлектрик–разряд.

шего времени исследована недостаточно. В [13, 14] экспериментально показано, что при малой толщине пленки оксида  $H_f$  ( $\sim 10$  нм) значение  $\delta_f$  возрастает с ее увеличением, а в [15, 16] установлено, что в случае более толстых пленок  $\delta_f$  достигает максимума при некотором значении  $H_f$  и при дальнейшем его увеличении убывает. Теоретические же расчеты зависимости  $\delta_f(H_f)$  до настоящего времени не проводились.

В настоящей работе построена модель стационарного слаботокового газового разряда при наличии на катоде диэлектрической пленки, в которой принимаются во внимание процессы туннелирования электронов из металлической подложки катода в диэлектрическую пленку, их переноса в пленке и выхода из нее в разрядный объем. Рассчитана зависимость эмиссионной эффективности пленки и характеристик разряда от ее толщины, а также проведено сравнение результатов с экспериментальными данными.

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Пусть на катоде газоразрядного прибора находится тонкая диэлектрическая пленка толщиной  $H_f$ . При его бомбардировке ионами в разряде на поверхности пленки накапливается положительный заряд, в результате в ней возникает электрическое поле с напряженностью  $E_f$ . Будем считать, что координата  $z$  направлена перпендикулярно поверхности катода, граница металлической подложки катода и пленки находится в плоскости  $z = 0$ , а внешняя граница пленки совпадает с плоскостью  $z = H_f$ . Тогда потенциальная энергия электрона в диэлектрике, отсчитываемая от дна зоны проводимости металла, определяется выражением [17]:

$$V(z) = \varepsilon_F + (\varphi_m - \chi_d) - e\varphi(z), \quad (1)$$

где  $\varepsilon_F$  – энергия Ферми металла,  $\varphi_m$  – работа выхода металлической подложки,  $\chi_d$  – электронное сродство материала пленки,  $\varphi(z)$  – потенциал электрического поля в пленке,  $e$  – абсолютная величина заряда электрона.

Если толщина пленки достаточно мала, т.е.  $H_f < H_{f0} \sim 10$  нм, то концентрация объемного заряда в ней низка [18, 19], а поле является однородным, т.е. величина  $E_f$  почти не зависит от  $z$ , и  $E_f = E_{f0}$ . В случае же  $H_f > H_{f0}$  приближенно можно считать, что в прилегающей к подложке части пленки толщиной  $H_{f0}$  напряженность поля остается равной  $E_{f0}$ , а в остальной ее части вследствие накопления объемного заряда величина  $E_f$  уменьшается и равна  $sE_{f0}$ , где  $s < 1$  [13, 20–22]. Следовательно, при учете силы изображения распределение электрического потенциала в пленке имеет вид:

$$\varphi(z) = \begin{cases} E_{f0}z + ke/4z, & 0 \leq z \leq H_{f0}, \\ E_{f0}[(1-s)H_{f0} + sz] + ke/4z, & H_{f0} \leq z \leq H_f, \end{cases} \quad (2)$$

где  $k = 1/4\pi\varepsilon_0\varepsilon_f$ ,  $\varepsilon_f$  – высокочастотная диэлектрическая проницаемость материала пленки,  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная. Энергетическая диаграмма системы металл–диэлектрик–разряд для такого случая представлена на рис. 1.

С течением времени плотность поверхностного заряда на пленке и напряженность электрического поля  $E_f$  в ней увеличиваются. При  $E_f \sim 10^8$  В · м<sup>-1</sup> толщина потенциального барьера у поверхности металла становится достаточно малой, и начинается туннелирование через него электронов, т.е. происходит полевая эмиссия электронов в зону проводимости пленки, плотность тока в которой возрастает со временем. Когда  $E_f$  достигает значения, при котором макроскопическая (усредненная по поверхности катода) плотность тока полевой эмиссии равна плотности разрядного тока, дальнейшее накопление поверхностного заряда на пленке прекращается, и все параметры разряда перестают зависеть от времени, т.е. он переходит в стационарный режим.

При низких температурах порядка комнатной основной вклад в полевую эмиссию из металла в диэлектрик вносят электроны с энергией вблизи уровня Ферми [17]. Нужно учитывать, что на границе металл–диэлектрик обычно существует некоторый рельеф, на вершинах которого происходит увеличение напряженности электрического поля, характеризующееся коэффициентом усиления поля  $\beta$  [23, 24]. Так как плотность эмиссионного тока экспоненциально зависит от  $E_f$  [17], то полевая эмиссия происходит лишь с некоторой доли поверхности  $s_f$  вблизи вершин рельефа [14]. Поэтому при расчете эмиссии электронов в пленку напряженность электрического поля в ней вблизи поверхности подложки можно считать равной  $E_{f0} = \beta U_f / \varepsilon_f H_{fe}$  [25], где  $U_f = e\varphi(H_f)$  – падение напряжения на пленке, а  $H_{fe} = H_f$  при  $H_f \leq H_{f0}$  и  $H_{fe} = H_{f0} + s(H_f - H_{f0})$  при  $H_f > H_{f0}$ .

Макроскопическая (усредненная по поверхности катода) плотность тока полевой эмиссии в пленку может быть найдена в таком случае из формулы Фаулера–Нордгейма [26–28]:

$$j_f(H_t) = \frac{as_f E_{f0}^2}{t^2(y_0)(\varphi_m - \chi_d)} \exp \times \left( -\frac{bv(y_0)\left(m_e^*/m_e\right)^{1/2}}{E_{f0}} (\varphi_m - \chi_d)^{3/2} \right), \quad (3)$$

где  $H_t = ((\varphi_m - \chi_d)/2E_{f0})\left(1 + (1 - y_0^2)^{1/2}\right)$  – длина тунnelирования электрона с энергией вблизи уровня Ферми,  $v(y_0) = 0.95 - y_0^2$ ,  $t^2(y_0) = 1.1$ ,  $y_0 = cE_{f0}^{1/2}/(\varphi_m - \chi_d)$ ,  $a = 1.541 \times 10^{-6}$  А · эВ · В<sup>-2</sup>,  $b = 6.831 \times 10^9$  В · м<sup>-1</sup> · эВ<sup>-3/2</sup>,  $c = 3.795 \times 10^{-5}$  эВ · м<sup>1/2</sup> · В<sup>1/2</sup>,  $m_e$  и  $m_e^*$  – масса электрона в вакууме и его эффективная масса в диэлектрике.

Туннелировавшие в зону проводимости пленки электроны двигаются к ее внешней границе. Они ускоряются электрическим полем и тормозятся при рассеянии на фонах [12, 29, 30]. Если считать, что энергия, теряемая электроном при каждом столкновении с фоном, равна  $\Delta\epsilon$ , а средняя длина пробега электрона вдоль оси  $z$  между столкновениями  $\lambda_e$ , эмиссионная эффективность пленки, равная отношению плотностей электронного тока внутри и вне нее, определяется выражением [28]:

$$\delta_f = 1 - \exp\left(-\frac{H_0}{\lambda_e}\right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_0^n}{n! \lambda_e^n} \left(1 + \frac{\epsilon_{en}}{\epsilon_d}\right) \exp\left(-\frac{\epsilon_{en}}{\epsilon_d}\right), \quad (4)$$

где  $H_0 = H_f - H_t$ ,  $\epsilon_d = \hbar e E_{f0}/2 \times \left(2m_e^*(\varphi_m - \chi_d)\right)^{1/2} t(y_0)$ ,  $\hbar = h/2\pi$ ,  $h$  – постоянная Планка,  $\epsilon_{en} = e\varphi(H_f) - \varphi_m - n\Delta\epsilon$ . Если величина  $\epsilon_{en}$  получается отрицательной, нужно использовать значение  $\epsilon_{en} = 0$ , поскольку все электроны, испытавшие  $n$  столкновений с фонами при движении в пленке, имеют энергию, недостаточную для выхода из нее в разряд и не дают вклада в  $\delta_f$ .

Так как значительная доля электронов, эмитируемых с поверхности катода в разряд, вследствие рассеяния на атомах рабочего газа возвращается к катоду и поглощается им [2, 4], то реальная эмиссионная эффективность пленки в разряде равна:

$$\delta_{fe} = f_{es} \delta_f, \quad (5)$$

где  $f_{es} = 1/(1 + \bar{v}/4w_e)$ ,  $\bar{v}$  – средняя скорость эмитируемых катодом электронов,  $w_e$  – дрейфовая скорость электронов в газе у катода.

Поэтому эффективный коэффициент электронной эмиссии катода определяется выражением [10]:

$$\gamma_{\text{eff}} = (\gamma_i + \delta_{fe})/(1 - \delta_{fe}), \quad (6)$$

где  $\gamma_i$  – его коэффициент ионно-электронной эмиссии.

Условие существования слаботочного разряда в плоском межэлектродном промежутке длиной  $d$  имеет вид [1, 2]:

$$\alpha(E_d)d = \ln(1 + \gamma_{\text{eff}}), \quad (7)$$

где  $E_d = U_d/d$ ,  $U_d$  – падение напряжения на разрядном промежутке,  $\alpha(E_d)$  – ионизационный коэффициент рабочего газа, который равен среднему числу процессов ионизации его атомов электроном на единице длины разряда и задается выражением [1]:

$$\alpha(E_d) = A \exp(-Bp/E_d), \quad (8)$$

где  $A$  и  $B$  – постоянные, зависящие от рода газа,  $p$  – его давление.

Плотность же разрядного тока  $j$  может быть найдена из уравнения разрядной цепи:

$$U_d + U_f + RSj = U_0, \quad (9)$$

где  $S$  – площадь поверхности катода, занятая разрядом,  $U_0$  – приложенное внешнее напряжение,  $R$  – балластное сопротивление, величина которого выбирается достаточно большой, чтобы обеспечить малую величину плотности разрядного тока  $j$ , при которой разряд является слаботочным [1]. Напряженность электрического поля в пленке  $E_{f0}$  в таком случае определяется условием равенства плотности разрядного тока на поверхности катода и макроскопической плотности тока полевой электронной эмиссии из подложки  $j = j_f(H_t)$ .

Уравнения (2)–(9) образуют систему, позволяющую рассчитать характеристики разряда при наличии на катоде тонкой диэлектрической пленки, в том числе напряжение на разрядном промежутке  $U_d$ , от которого зависят энергии бомбардирующих катод ионов и быстрых атомов.

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Расчеты проводили для разряда в гелии и алюминиевого катода при наличии на его поверхности диэлектрической пленки оксида алюминия. Толщина  $H_f$  пленки изменялась в интервале 10–100 нм, поскольку, как показано в [15], в разряде не происходит пробой таких пленок, обусловленный образованием в них электронных лавин. Использованы следующие значения параметров [1, 12, 14, 28–30]:  $p = 2660$  Па,  $pd = 25$  Па · м,  $A = 9.0$  м<sup>-1</sup> · Па<sup>-1</sup> и  $B = 135$  В · м<sup>-1</sup> · Па<sup>-1</sup>,  $m_e^* = m_e$ ,

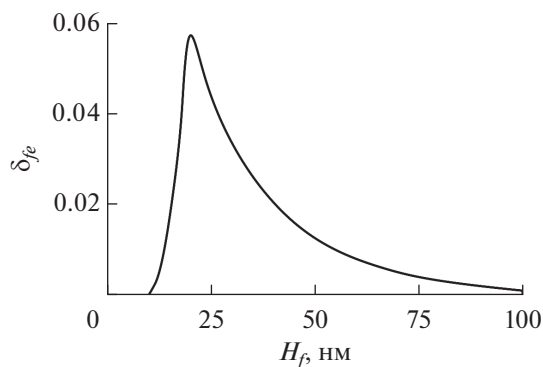


Рис. 2. Зависимость эмиссионной эффективности диэлектрической пленки в разряде от ее толщины.

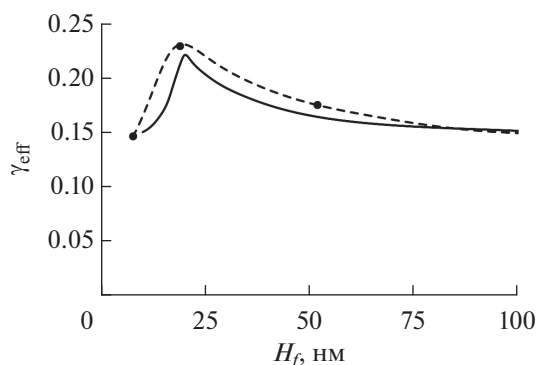


Рис. 3. Зависимость эффективного коэффициента электронной эмиссии катода от толщины диэлектрической пленки. Сплошная линия – результаты расчета, штриховая – экспериментальные данные [15].

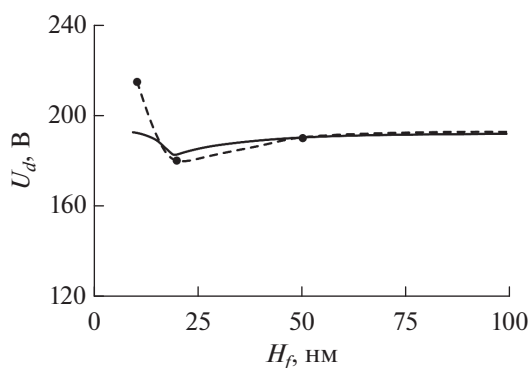


Рис. 4. Зависимость напряжения зажигания разряда от толщины диэлектрической пленки. Сплошная линия – результаты расчета, штриховая – экспериментальные данные [15].

$\varphi_m = 4$  эВ,  $\chi_d = 2$  эВ,  $\epsilon_f = 3$ ,  $\beta = 3.8$ ,  $\Delta\epsilon = 0.125$  эВ,  $\lambda_e = 0.3$  нм,  $s_f = 10^{-3}$ ,  $\gamma_i = 0.15$ ,  $U_0 = 220$  В,  $H_{f0} = 20$  нм,  $s = 0.7$ . Вычисления показывают, что при плотности разрядного тока  $j = 10^{-5} - 10^{-6}$  А · м<sup>-2</sup> стационарный режим такого разряда достигается при  $E_f = 5 \times 10^8$  В · м<sup>-1</sup>.

На рис. 2 изображена рассчитанная величина эмиссионной эффективности пленки  $\delta_{fe}$  как

функция ее толщины  $H_f$ . Из него следует, что в рассматриваемых условиях при толщине пленки меньше 10 нм эмиссионная эффективность пленки равна нулю, так как в этом случае энергия всех электронов у внешней границы пленки не превосходит высоты потенциального барьера  $\chi_d$  и полевая эмиссия не вносит вклада в эффективный коэффициент электронной эмиссии катода, т.е.  $\gamma_{\text{eff}} = \gamma_i$ . При  $H_f > 10$  нм увеличение  $H_f$  до значения  $H_{f0}$  сопровождается ростом эмиссионной эффективности пленки вследствие возрастания энергии электронов у ее внешней границы. Это обусловлено тем, что, как следует из (2), при  $H_f < H_{f0}$  распределение напряженности электрического поля в пленке однородное, т.е. во всем ее объеме она имеет максимальное значение  $E_{f0}$ . Поэтому при движении электрона в пленке увеличение его энергии вследствие ускорения электрическим полем превосходит ее потерю из-за столкновений с фононами. В результате при увеличении  $H_f$  возрастает доля электронов с энергией, достаточной для выхода из пленки, что обуславливает увеличение значения  $\delta_{fe}$ . В случае же  $H_f > H_{f0}$  при движении электронов в пленке на участке  $H_0 < z < H_{f0}$  их энергия увеличивается, а на участке  $H_{f0} < z < H_f$  она убывает вследствие меньшей величины напряженности поля. Поэтому число электронов с энергией, превосходящей  $\chi_d$ , у внешней границы пленки снижается по сравнению со случаем, когда  $H_f = H_{f0}$ , что приводит к уменьшению  $\delta_{fe}$ . В результате рассчитанные из (6)–(9) зависимости эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода  $\gamma_{\text{eff}}$  и падения напряжения на разрядном промежутке  $U_d$  от толщины пленки  $H_f$  (рис. 3 и 4) также немонотонные. Видно, что при использованных значениях параметров  $H_{f0}$  и  $s$  результаты расчета согласуются с экспериментальными значениями  $\gamma_{\text{eff}}$  и  $U_d$ , найденными в [15], что подтверждает удовлетворительную точность предложенной модели. Более высокая, чем расчетная, экспериментальная величина  $U_d$  при малых значениях  $H_f$  может быть следствием того, что при уменьшении толщины пленки она перестает быть сплошной, и коэффициент ионно-электронной эмиссии катода  $\gamma_i$ , усредненный по его поверхности, снижается.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе сформулирована модель слаботоchnого газового разряда при наличии на катоде тонкой диэлектрической пленки. В ней принимается во внимание наряду с ионно-электронной электронной эмиссией с поверхности катода полевая эмиссия электронов из металлической подложки катода в пленку под действием сильного электрического по-

ля, создаваемого накапливающимися на пленке в разряде положительными зарядами. Рассчитаны характеристики разряда, и показано, что наблюдаемая экспериментально немонотонная зависимость эффективного коэффициента электронной эмиссии катода в разряде и напряжения зажигания разряда от толщины пленки может быть объяснена неоднородностью распределения электрического поля в пленке, обусловленной накоплением объемного заряда вблизи ее внешней границы.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания “Организация проведения научных исследований” Минобрнауки РФ в МГТУ им. Н.Э. Баумана (проект 3.8408.2017/6.7) при финансовой поддержке РФФИ и правительства Калужской области (проект № 18-42-400001).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: ИД “Интеллект”, 2009. 736 с.
2. Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д. Физика тлеющего разряда. С.-Пб.: Лань, 2010. 512 с.
3. Bogaerts A., Gijbels R. // Phys. Rev. A. 1995. V. 52. № 5. P. 3743. doi 10.1103/PhysRevA.52.3743
4. Phelps A.V., Petrović Z.Lj. // Plasma Sources Sci. Tech. 1999. V. 8. № 3. P. R21. doi 10.1088/0963-0252/8/3/201
5. Bokhan A.P., Bokhan P.A., Zakrevsky D.E. // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 86. № 15. P. 151503. doi 10.1063/1.1901819
6. Аитов Р.Д., Коржавый А.П., Кристья В.И. // Обзоры по электронной технике. Сер. 6. 1991. Вып. 5. 48 с.
7. Lee M.-B., Nahm S.-H., Lee J.-H., Song Y.-H. // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 86. № 12. P. 123511. doi 10.1063/1.1894593
8. Piitsin V. // J. Phys.: Conf. Ser. 2011. V. 291. № 1. P. 012019. doi 10.1088/1742-6596/291/1/012019
9. Кристья В.И., Йе Наунг Тун. // Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед. 2015. № 3. С. 74. doi 10.7868/S0207352815030130
10. Bondarenko G.G., Fisher M.R., Kristya V.I. // Vacuum. 2016. V. 129. P. 188. doi 10.1016/j.vacuum.2016.01.008
11. Бондаренко Г.Г., Кристья В.И., Савичкин Д.О. // Изв. вузов. Физика. 2017. Т. 60. № 2. С. 129.
12. Suzuki M., Sagawa M., Kusunoki T. et al. // IEEE Trans. ED. 2012. V. 59. № 8. P. 2256. doi 10.1109/TED.2012.2197625
13. Eckertova L., Voček J. // Thin Solid Films. 1972. V. 13. № 2. P. 237. doi 10.1016/0040-6090(72)90289-1
14. Крютченко О.Н., Маннанов А.Ф., Носов А.А. и др. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1994. № 6. С. 93.
15. Зыкова Е.В., Кучеренко Е.Т., Айвазов В.Я. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24. № 7. С. 1464.
16. Forrest R.D., Burden A.P., Silva S.R.P. // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 73. № 25. P. 3784. doi 10.1063/1.122894
17. Modinos A. Field, Thermionic, and Secondary Electron Emission Spectroscopy. N.Y.: Plenum Press, 1984. 376 p. doi 10.1007/978-1-4757-1448-7
18. Eckertova L. // Int. J. Electronics. 1990. V. 69. № 1. P. 65. doi 10.1080/00207219008920292
19. Hickmott T.W. // J. Appl. Phys. 2000. V. 87. № 11. P. 7903. doi 10.1063/1.373474
20. Eckertova L. // Czech. J. Phys. B. 1989. V. 39. № 5. P. 559. doi 10.1007/BF01597720
21. Lerner P., Cutler P.H., Miskovsky N.M. // J. Vac. Sci. Tech. B. 1997. V. 15. № 2. P. 337. doi 10.1116/1.589317
22. Hickmott T.W. // J. Appl. Phys. 2010. V. 108. № 9. P. 093703. doi 10.1063/1.3504220
23. Forbes R.G., Edgcombe C.J., Valdrè U. // Ultramicroscopy. 2003. V. 95. P. 57. doi 10.1016/S0304-3991(02)00297-8
24. Hourdakis E., Bryant G.W., Zimmerman N.M. // J. Appl. Phys. 2006. V. 100. № 12. P. 123306. doi 10.1063/1.2400103
25. Xu N.S., Chen J., Deng S.Z. // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 76. № 17. P. 2463. doi 10.1063/1.126377
26. Spindt C.A., Brodie I., Humphrey L., Westerberg E.R. // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. № 12. P. 5248. doi 10.1063/1.322600
27. Forbes R.G. // J. Vac. Sci. Tech. B. 1999. V. 17. № 2. P. 534. doi 10.1116/1.590589
28. Bondarenko G.G., Kristya V.I., Savichkin D.O. // Vacuum. 2018. V. 149. P. 114. doi 10.1016/j.vacuum.2017.12.028
29. Savoye E.D., Anderson D.E. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. № 8. P. 3245. doi 10.1063/1.1710096
30. Kusunoki T., Sagawa M., Suzuki M. et al. // IEEE Trans. ED. 2002. V. 49. № 6. P. 1059. doi 10.1109/TED.2002.1003743

## Modeling of Influence of the Thickness of Insulating Film on Cathode Surface on Its Effective Yield of Secondary Electron Emission in Low Current Gas Discharge

V. I. Kristya, Myo Thi Ha, M. R. Fisher

A model of a stationary low-current (Townsend) gas discharge with a thin insulating film on the cathode surface is formulated. Along with the ion-induced secondary electron emission from the cathode, the model takes into account the field emission of electrons from the metal substrate into the film under the strong electric field generated in the insulator when the current flows in the discharge. The emission efficiency of the film and discharge characteristics as functions of its thickness are calculated. It is shown that the experimentally observed non-monotonic dependences of the effective electron emission yield of the cathode and discharge ignition voltage on the film thickness can be explained by the non-uniform distribution of the electric field across the film.

**Keywords:** insulating film on cathode surface, field electron emission, film emission efficiency, effective yield of cathode secondary electron emission, discharge ignition voltage.