

A MODEL OF THE THERMO-FIELD ELECTRON EMISSION FROM THE CATHODE WITH A THIN INSULATING FILM IN GLOW DISCHARGE

G.G. Bondarenko¹, V.I. Kristya², Myo Thi Ha², M.R. Fisher²

¹ National Research University Higher School of Economics, Moscow, Russia

² Bauman Moscow State Technical University, Kaluga Branch, Kaluga, Russia

МОДЕЛЬ ТЕРМОПОЛЕВОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ИЗ КАТОДА С ТОНКОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛЕНКОЙ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ

Г.Г. Бондаренко¹, В.И. Кристья², Мьо Ти Ха², М.Р. Фишер²

¹ Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия

² Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Калужский филиал, Калуга, Россия

ISI-2021

ВИП-2021

Abstract

A model of thermo-field electron emission from the metal cathode with a thin insulating film on the surface in gas discharge is developed. It describes tunneling of electrons from the cathode substrate into the film, their motion in it and going out into the discharge volume. Expression for the emission current density from the cathode is obtained, which is correct in wide ranges of variation of the cathode temperature and the electric field strength in the film. The model can be used for simulation of different gas discharge modes under the existence of thin insulating films on the cathode.

Аннотация

Сформулирована модель термополевой эмиссии электронов из катода с тонкой диэлектрической пленкой на поверхности в газовом разряде. Она описывает туннелирование электронов из подложки катода в пленку, их движение в ней и выход в разрядный объем. Получено выражение для плотности эмиссионного тока с катода, справедливое в широких интервалах изменения температуры катода и напряженности электрического поля в пленке. Модель может быть использована для описания различных режимов газового разряда при наличии диэлектрической пленки на катоде.

Введение

В приборах дугового разряда, таких как осветительные лампы [1–4], после их включения происходит пробой рабочего газа в межэлектродном промежутке и зажигается тлеющий разряд, в котором основным механизмом эмиссии с катода электронов, необходимых для поддержания разряда, является ионно-электронная эмиссия. Через некоторое время температура катода в результате его нагрева потоком тепла, поступающего из разряда, достигает значений, при которых возможна термическая электронная эмиссия, и разряд переходит в дуговой.

Так как в состав электродов дуговых ламп для улучшения их эмиссионных характеристик часто включают оксиды металлов, являющихся диэлектриками [5, 6], на их поверхности могут формироваться тонкие диэлектрические пленки. При протекании разрядного тока, в результате бомбардировки катода ионами, на пленке накапливается положительный заряд, что приводит к возникновению в ней сильного электрического поля, обуславливающего возникновение полевой эмиссии электронов из металлической подложки катода в пленку. Эмиттированные электроны движутся в пленке, ускоряясь электрическим полем и тормозясь при столкновениях с фонами [7, 8]. Достигая внешней поверхности пленки, они нейтрализуют поверхностный заряд, обеспечивая стационарный режим разряда. При этом некоторая доля таких электронов, величина которой называется эмиссионной эффективностью пленки [9, 10], может иметь энергии, достаточные для преодоления потенциального барьера на границе пленки, и выходить из нее в разрядный объем, увеличивая эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода [11]. В процессе его нагрева в разряде полевая электронная эмиссия из подложки в диэлектрическую пленку должна переходить в термополевую, а затем в термическую [12–15]. Однако, до настоящего времени влияние диэлектрической пленки на поверхности катода на его эмиссионные свойства и характеристики слаботочного и тлеющего разряда исследовалось лишь при температурах катода порядка комнатной [16–18].

В данной работе предложена модель, позволяющая рассчитать зависимость эмиссионных характеристик катода с диэлектрической пленкой от напряженности электрического поля в пленке и температуры катода в достаточно широком интервале ее изменения.

Математическая модель

Пусть на плоском металлическом катоде газоразрядного прибора находится тонкая диэлектрическая пленка толщиной H_f . При его бомбардировке ионами в разряде на внешней поверхности пленки происходит накопление положительного заряда, генерирующего в пленке электрическое поле с напряженностью E_f . Когда она достигает величины порядка 10^9 В/м, ширина потенциального барьера на границе металл–диэлектрик становится достаточно малой и начинается туннелирование через него электронов, т.е. возникает термополевая электронная эмиссия из металла в зону проводимости диэлектрика. При этом распределение эмиттированных в пленку электронов по продольной компоненте их энергии ε_z определяется выражением [12, 13]:

$$f_i(\varepsilon_z) = N(\varepsilon_z, T) D(\varepsilon_z, E_f), \quad (1)$$

в котором $N(\varepsilon_z, T)$ и $D(\varepsilon_z, E_f)$ – функция распределения по ε_z туннелирующих электронов и коэффициент проницаемости барьера, T – температура катода.

На границе металл–диэлектрик обычно существует некоторый рельеф, на вершинах которого происходит увеличение напряженности электрического поля, характеризующееся коэффициентом усиления поля β [7, 8]. Так как плотность эмиссионного тока экспоненциально зависит от E_f [12, 13, 19], можно считать, что термополевая электронная эмиссия происходит лишь с некоторой малой доли поверхности s_f вблизи вершин рельефа. Следовательно, макроскопическая (средняя по поверхности электрода) плотность тока термополевой электронной эмиссии из подложки электрода в зону проводимости диэлектрика определяется соотношением:

$$j_f(H_f) = es_f \int_0^\infty f_i(\varepsilon_z) d\varepsilon_z. \quad (2)$$

Подстановка в него выражения (1) для $f_i(\varepsilon_z)$ дает [13, 20]:

$$j_f(H_f) = \frac{4\pi ems_f k_b T}{h^3} [I_1(\varepsilon_l) + I_2(\varepsilon_l)], \quad (3)$$

где

$$I_1(\varepsilon_l) = \int_0^{\varepsilon_l} \ln \left(1 + \exp \left(\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_z}{k_b T} \right) \right) \left(1 + Q(\varepsilon_z, E_f) \right)^{-1} d\varepsilon_z, \quad I_2(\varepsilon_l) = \int_{\varepsilon_l}^\infty \ln \left(1 + \exp \left(\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_z}{k_b T} \right) \right) d\varepsilon_z,$$

выражение для $Q(\varepsilon_z, E_f)$ приведено в [13, 20, 21], $\varepsilon_l = \varepsilon_F + \varphi_m - \chi_d - \sqrt{k e^3 E_f / 2}$, $k = 1/4\pi \varepsilon_0 e_f$, ε_F и φ_m – энергия Ферми и работа выхода подложки, χ_d и ε_f – электронное сродство и высокочастотная диэлектрическая проницаемость материала пленки, e и m^* – величина заряда электрона и его эффективная масса в диэлектрике, ε_0 – диэлектрическая постоянная, k_b – постоянная Больцмана.

Электроны, туннелировавшие из металла в пленку, двигаются к ее внешней границе. При этом происходит их ускорение электрическим полем и торможение при рассеянии на фонах [9]. В результате, функция распределения потока электронов в пленке $f_e(z, \varepsilon_z)$ по продольной компоненте ε_z их энергии на расстоянии z от границы с подложкой определяется выражением [11]:

$$f_e(z, \varepsilon_z) = \sum_{n=0}^\infty f_n(z, \varepsilon_z - e\varphi(z) + n\Delta\varepsilon) = \sum_{n=0}^\infty \frac{(z - H_f)^n}{n! \lambda_e^n} \exp \left(-\frac{z - H_f}{\lambda_e} \right) f_i(\varepsilon_z + n\Delta\varepsilon - e\varphi(z)), \quad (4)$$

где H_f – длина туннелирования электрона через потенциальный барьер, λ_e – средняя длина пробега электрона в пленке вдоль нормали к ее поверхности между столкновениями с фонами, $\Delta\varepsilon$ – энергия, теряемая электроном при каждом таком столкновении.

Поэтому плотность электронного тока, выходящего из пленки, определяется выражением:

$$j_e(H_f) = es_f \sum_{n=0}^\infty \int_{\varepsilon_{n\min}}^{\varepsilon_{n\max}} f_n(H_f, \varepsilon_z - e\varphi(H_f) + n\Delta\varepsilon) d\varepsilon_z, \quad (5)$$

где $\varepsilon_{n\max} = \varepsilon_F + eE_f H_f - n\Delta\varepsilon$, $\varepsilon_{n\min}^{\text{out}} = \varepsilon_F + \varphi_m$.

Подстановка в (5) соотношения (4) дает выражение для плотности тока полевой эмиссии, выходящего из пленки в разряд:

$$j_e = j_f(H_f) \left[1 - \exp \left(-\frac{H_0}{\lambda_e} \right) \sum_{n=0}^\infty \frac{H_0^n}{n! \lambda_e^n} \frac{B_n(E_f, T)}{A(E_f, T)} \right], \quad (6)$$

где

$$A(E_f, T) = I_1(\varepsilon_l) + I_2(\varepsilon_l), \quad B_n(E_f, T) = \begin{cases} 0 & \text{при } \varepsilon_{0n} < 0, \\ I_1(\varepsilon_{0n}) & \text{при } 0 < \varepsilon_{0n} < \varepsilon_l, \\ I_1(\varepsilon_l) + I_2(\varepsilon_l) - I_2(\varepsilon_{0n}) & \text{при } \varepsilon_{0n} > \varepsilon_l, \end{cases}$$

$$H_0 = H_f - H_l, \quad \varepsilon_{0n} = \varepsilon_F + \varphi_m - (eE_f H_f - n\Delta\varepsilon).$$

Результаты

Вычисления проводились для вольфрамового катода с диэлектрической пленкой оксида алюминия толщиной $H_f = 7$ нм на его поверхности, так как для оксида алюминия известны значения необходимых параметров [9, 11]: $\varphi_m = 4.5$ эВ, $\chi_d = 2$ эВ, $\varepsilon_f = 3$, $\beta = 3.8$, $\Delta\varepsilon = 0.125$ эВ, $\lambda_e = 0.3$ нм, $m^* = m$, m – масса электрона в вакууме. Использовались аналитические аппроксимации интегралов $I_1(\varepsilon_l)$ и $I_2(\varepsilon_l)$, а также функции $v(y)$, предложенные в работах [21, 22].

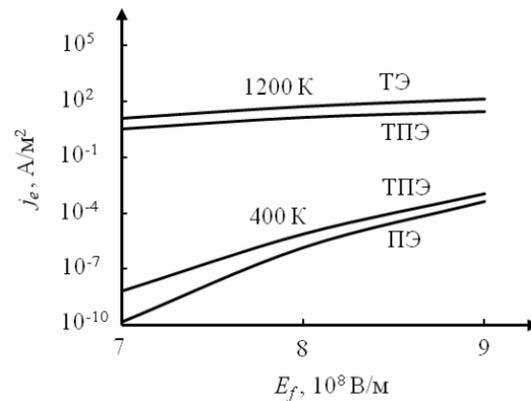


Fig. 1. Dependence of calculated electron emission current density of the cathode with an insulating film on the electric field strength in the film at $T = 400$ K and $T = 1200$ K

Рис. 1. Зависимость рассчитанной плотности тока электронной эмиссии катода с диэлектрической пленкой от напряженности электрического поля в пленке при $T = 400$ К и $T = 1200$ К

Плотность тока j_e с поверхности катода как функция напряженности электрического поля в пленке E_f при двух значениях его температуры T , рассчитанная на основе модели термополевой эмиссии (ТПЭ), полевой эмиссии (ПЭ) [11] и термической эмиссии (ТЭ) [23], представлена на рис. 1. Видно, что зависимость $j_e(E_f)$, найденная из модели термополевой эмиссии, при низких температурах согласуется с результатами, полученными с использованием модели полевой эмиссии, а при высоких температурах – с результатами, полученными в рамках модели термической эмиссии. Следовательно, соотношения (3) и (6) позволяют рассчитать эмиссионные характеристики катода с тонкой диэлектрической пленкой в широких интервалах изменения температуры и напряженности электрического поля в пленке и могут использоваться при моделировании процесса нагрева катода в тлеющем разряде.

Литература

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: ИД “Интеллект”, 2009. 736 с.
2. Кухряев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д. Физика тлеющего разряда. С.-Пб.: Лань, 2010. 512 с.
3. Schwieger J., Baumann B., Wolff M., Manders F., Suijker J. // J. Phys.: Conf. Series. 2015. V. 655. 012045.
4. Langer R., Garner R., Paul I., Horn S., Tidecks R. // Eur. Phys. J. Appl. Phys. 2016. V. 76. № 1. 10802.
5. Riedel M., Diesterhöft H., Nagel F. // Vacuum. 2001. V. 61. P. 169.
6. Bondarenko G.G., Fisher M.R., Kristya V.I., Prassitski V.V. // Vacuum. 2004. V. 73. P. 155.
7. Savoye E.D., Anderson D.E. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. № 8. P. 3245.
8. Kusunoki T., Sagawa M., Suzuki M., Ishizaka A., Tsuji K. // IEEE Trans. ED. 2002. V. 49. № 6. P. 1059.
9. Suzuki M., Sagawa M., Kusunoki T., Nishimura E., Ikeda M., Tsuji K. // IEEE Trans.: ED. 2012. V. 59. № 8. P. 2256.
10. Bondarenko G.G., Fisher M.R., Kristya V.I. // Vacuum. 2016. V. 129. P. 188.
11. Bondarenko G.G., Kristya V.I., Savichkin D.O. // Vacuum. 2018. V. 149. P. 114.
12. Murphy E.L. [et al.] Thermionic emission, field emission, and the transition region // Phys. Rev. 1956. V. 102. P. 1464.

13. Modinos A. Field, thermionic, and secondary electron emission spectroscopy. New York: Springer Science, 1984.
14. Jensen K.L. // J. Appl. Phys. 2007. V. 102. 024911.
15. Jensen K.L. // J. Appl. Phys. 2019. V. 126. 065302.
16. Бондаренко Г.Г., Фишер М.Р., Мьо Ти Ха, Кристья В.И. // Изв. вузов. Физика. 2019. Т. 62. № 1. С. 72.
17. Кристья В.И., Мьо Ти Ха, Фишер М.Р. // Поверхность. Рентген-, синхротрон- и нейтрон. исслед. 2019. № 4. С. 79.
18. Кристья В.И., Мьо Ти Ха, Фишер М.Р. // Известия РАН. Серия физическая. 2020. Т. 84. № 6. С. 846.
19. Егоров Н.В., Шещин Е.П. // Поверхность. Рентген-, синхротрон- и нейтрон. исслед. 2017. № 3. С. 5.
20. Бондаренко Г.Г., Кристья В.И., Мьо Ти Ха, Фишер М.Р. // Радиационная физика твердого тела: Труды XXX международной конференции. Севастополь: ФГБНУ «НИИ ПМТ», 2020. С. 285.
21. Benilov M.S., Benilova L.G. // J. Appl. Phys. 2013. V. 114. 063307.
22. Forbes R.G. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89. 113122.
23. Бондаренко Г.Г., Дубинина М.С., Кристья В.И. // ЖТФ. 2020. Т. 90. С. 862.