

УДК 537.525:621.32.032

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕРМОПОЛЕВОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ИЗ КАТОДА С ТОНКОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛЕНКОЙ НА ЕГО НАГРЕВ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ

© 2022 г. Г. Г. Бондаренко^а, *, В. И. Кристья^б, **, Мьо Ти Ха^б, М. Р. Фишер^б, ***

^аНациональный исследовательский университет “Высшая школа экономики”,
Москва, 101000 Россия

^бМосковский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
Калужский филиал, Калуга, 248000 Россия

*e-mail: gbondarenko@hse.ru

**e-mail: kristya@bmstu.ru

***e-mail: fishermr@bmstu.ru

Поступила в редакцию 15.12.2021 г.

После доработки 14.02.2022 г.

Принята к публикации 14.02.2022 г.

Создана и описана модель тлеющего газового разряда при наличии на катоде тонкой диэлектрической пленки, в которой учтена, наряду с ионно-электронной эмиссией с поверхности катода, также термополевая эмиссия электронов из металлической подложки катода в пленку под действием сильного электрического поля, возникающего в диэлектрике при протекании разрядного тока. Напряженность электрического поля в пленке в установившемся режиме разряда может быть найдена из условия равенства плотности разрядного тока и плотности тока термополевой электронной эмиссии из металлической подложки катода в пленку. Рассчитаны зависимости эмиссионной эффективности пленки, эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода и характеристик разряда от времени его горения. Показано, что уже при температуре катода, превышающей комнатную на несколько сотен градусов, термополевой механизм электронной эмиссии из металлической подложки в пленку может оказывать заметное влияние на эмиссионные свойства катода, плотность разрядного тока и интенсивность его нагрева в разряде.

Ключевые слова: тлеющий газовый разряд, диэлектрическая пленка на поверхности катода, ионно-электронная эмиссия, полевая электронная эмиссия, термополевая электронная эмиссия, температура катода, эмиссионная эффективность пленки, эффективный коэффициент электронной эмиссии катода, плотность разрядного тока, зависимость характеристик разряда от времени.

DOI: 10.31857/S1028096022080039

ВВЕДЕНИЕ

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

Так как в состав электродов дуговых ламп для улучшения их эмиссионных характеристик часто включают оксиды металлов, являющихся диэлектриками [5, 6], на поверхности таких электродов

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. Эмитированные электроны, ускоряемые электрическим полем, движутся в пленке и испытывают торможение при столкновениях с фононами [7, 8]. Достигая внешней границы пленки, они нейтрализуют поверхностный заряд, обеспечивая стационарный режим разряда. Во время разряда 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 нагрева катода в разряде полевая электронная эмиссия из подложки в диэлектрическую пленку должна становиться термополевой, а затем в термической [12–15]. Однако до настоящего времени влияние диэлектрической пленки на поверхности катода на его эмиссионные свойства и характеристики разряда исследовано лишь при температурах катода порядка комнатной [16–18]. В настоящей работе предложена модель, позволяющая рассчитать зависимость эмиссионных свойств катода с диэлектрической пленкой заданной толщины от его температуры в достаточно широком интервале ее изменения, и исследовано влияние термополевой электронной эмиссии на динамику нагрева катода в тлеющем разряде и характеристики разряда.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Пусть на плоском металлическом катоде газоразрядного прибора находится тонкая диэлектрическая пленка толщиной H_f . В разряде катод бомбардируют ионы, плотность тока которых равна j_i , и с него происходит эмиссия электронов с плотностью тока $f_{es}\gamma_i j_i$ [1, 2], где γ_i — коэффициент ионно-электронной эмиссии материала катода, f_{es} — доля эмитированных с катода электронов, не возвращающихся на его поверхность вследствие рассеяния на атомах рабочего газа. Это приводит к накоплению на внешней поверхности пленки положительного заряда, создающего в пленке электрическое поле с напряженностью E_f . Когда она достигает величины порядка 10^8 – 10^9 В/м, начинается туннелирование электронов через потенциальный барьер на границе металл–диэлектрик [7–11, 19]. Макроскопическую плотность тока j_f термополевой электронной эмиссии из подложки электрода в зону проводимости диэлектрика, эмиссионную эффективность пленки δ_f и плотность тока j_e электронов, выходящих из пленки в разряд, определяют выражениями [20]:

$$j_f(H_f) = \frac{4\pi e m^* s_f k_B T}{h^3} [I_1(\epsilon_l) + I_2(\epsilon_l)], \quad (1)$$

$$\delta_f = 1 - \exp\left(-\frac{H_0}{\lambda_e}\right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_0^n}{n! \lambda_e^n} \frac{B_n(E_f, T)}{A(E_f, T)}, \quad (2)$$

$$j_e = j_e(H_f) = \delta_f j_f(H_f), \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} A(E_f, T) &= I_1(\epsilon_l) + I_2(\epsilon_l), \\ B_n(E_f, T) &= \begin{cases} 0 & \text{при } \epsilon_{0n} < 0, \\ I_1(\epsilon_{0n}) & \text{при } 0 < \epsilon_{0n} < \epsilon_l, \\ I_1(\epsilon_l) + I_2(\epsilon_l) - I_2(\epsilon_{0n}) & \text{при } \epsilon_{0n} > \epsilon_l, \end{cases} \\ I_1(\epsilon_l) &= \int_0^{\epsilon_l} \ln\left(1 + \exp\left(-\frac{\epsilon_z - \epsilon_F}{k_B T}\right)\right) (1 + Q(\epsilon_z, E_f))^{-1} d\epsilon_z, \\ I_2(\epsilon_l) &= \int_{\epsilon_l}^{\infty} \ln\left(1 + \exp\left(-\frac{\epsilon_z - \epsilon_F}{k_B T}\right)\right) d\epsilon_z, \\ Q(\epsilon_z, E_f) &= \exp\left[\frac{8\sqrt{2}\pi}{3h} \left(\frac{k^3 e^5 (m^*)^2}{E_f}\right)^{1/4} \frac{v(y)}{y^{3/2}}\right], \\ \epsilon_l &= \epsilon_F + \phi_m - \chi_d - (ke^3 E_f / 2)^{1/2}, \\ \epsilon_{0n} &= \epsilon_F + \phi_m - (e E_f H_f - n \Delta \epsilon), \\ y &= (ke^3 E_f)^{1/2} / (\epsilon_F + \phi_m - \chi_d - \epsilon_z), \\ k &= 1/4\pi\epsilon_0\epsilon_f, \end{aligned}$$

где T — температура катода; $H_0 = H_f - H_t$, H_t — длина туннелирования электронов через барьер на границе подложки с пленкой [14, 15]; s_f — доля поверхности металл–диэлектрик вблизи вершин ее рельефа, с которой, вследствие усиления на них электрического поля, характеризующегося коэффициентом усиления β , происходит эмиссия электронов; $v(y)$ — функция, выражаемая через эллиптические интегралы; λ_e и $\Delta \epsilon$ — средняя длина пробега электрона в диэлектрической пленке между его столкновениями с фононами и теряемая при таком столкновении энергия соответственно; m^* — эффективная масса электрона в диэлектрике; ϵ_F и ϕ_m — энергия Ферми и работа выхода материала подложки соответственно; χ_d и ϵ_f — электронное сродство и высокочастотная диэлектрическая проницаемость материала пленки соответственно; k_B — постоянная Больцмана; h — постоянная Планка; e — величина заряда электрона; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная.

В результате туннелирования возрастает эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода, который равен [10]:

$$\gamma_{\text{eff}} = (\gamma_{ie} + \delta_{fe}) / (1 - \delta_{fe}), \quad (4)$$

где $\delta_{fe} = f_{es}\delta_f$, $\gamma_{ie} = f_{es}\gamma_i$.

Напряженность электрического поля E_f в пленке в установившемся режиме разряда может быть найдена из условия равенства плотности разрядного тока $j = (1 + \gamma_{\text{eff}})j_i$ и плотности тока термополевой электронной эмиссии из металлической подложки катода в пленку [17, 18]:

$$j = j_f(H_f). \quad (5)$$

Пусть ось z направлена перпендикулярно поверхности катода и плоскость $z = 0$ совпадает с границей металл–диэлектрик. Тогда условие поддержания тлеющего разряда имеет вид [1, 2]:

$$\int_{H_f}^{d_c + H_f} \alpha(z) dz = \ln(1 + 1/\gamma_{\text{eff}}), \quad (6)$$

где $\alpha(z) = A \exp(-Bp/E(z))$ – ионизационный коэффициент рабочего газа; A и B – постоянные для данного рода газа; $E(z) = 2U_c(d_c + H_f - z)/d_c^2$ – распределение напряженности электрического поля в катодном слое разряда; U_c – катодное падение напряжения; d_c – длина катодного слоя. Плотность тока j и величина U_c связаны соотношением [1, 18]:

$$j/p^2 = (1 + \gamma_{\text{eff}}) K U_c^{3/2} / (p d_c)^{5/2}, \quad (7)$$

где $K = 4\epsilon_0(ep\lambda_c/M)^{1/2}$; p – давление рабочего газа; λ_c – длина перезарядки иона в газе; M – масса иона.

Для стабилизации горения разряда в его цепь последовательно включено балластное сопротивление R [1, 2], поэтому разрядный ток определяют из уравнения

$$U_c + E_f H_f + RSj = U_0, \quad (8)$$

где U_0 – межэлектродное напряжение; S – площадь части поверхности катода, занятой разрядом.

Если размеры катода достаточно малы и разряд заполняет всю его поверхность, а температура T во всем его объеме V одинакова, то уравнение теплового баланса катода, определяющее зависимость T от времени t , имеет вид [21]:

$$cV\rho \frac{dT}{dt} = j_i S \left[2U_c \frac{\lambda_c}{d_c} + U_i - (1 + \gamma_i) \varphi_c \right] - \vartheta \sigma T^4 S \quad (9)$$

при условии $T(0) = T_0$; где U_i – потенциал ионизации атома газа; c , ρ и ϑ – теплоемкость, плотность и излучательная способность материала катода соответственно; σ – постоянная Стефана–Больцмана.

Соотношения (1)–(9) описывают характеристики катодного слоя тлеющего разряда при наличии на поверхности катода тонкой диэлектрической пленки и позволяют оценить влияние термополевой электронной эмиссии на динамику его разогрева в разряде.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Вычисления проводили для разряда в аргоне при $p = 2660$ Па, $T_0 = 300$ К, $U_0 = 200$ В, $R = 84$ Ом, $\gamma_i = 0.1$ с цилиндрическим вольфрамовым катодом

диаметром 2.8 мм и длиной 3.5 мм с диэлектрической пленкой оксида алюминия на поверхности. Такой выбор обусловлен тем, что для оксида алюминия известны значения необходимых для расчетов параметров [9, 11, 18]: $\varphi_m = 4.5$ эВ, $\chi_d = 2$ эВ, $\epsilon_f = 3$, $\lambda_e = \lambda_{e0}(E_{f0}/E_f)^q$, $\lambda_{e0} = 0.3$ нм, $E_{f0} = 5 \times 10^8$ В/м, $q = 0.65$, $\Delta\epsilon = 0.125$ эВ, $m^* = m$, m – масса электрона в вакууме. Использовали значения коэффициентов $\beta = 3.8$ и $s_f = 10^{-3}$, найденные в работах [11, 22], а также аналитические аппроксимации интегралов $I_1(\epsilon_1)$, $I_2(\epsilon_2)$ и функции $v(y)$, предложенные в работах [23, 24]. Толщину H_f диэлектрической пленки считали равной 5 нм, поскольку, как показано в [25], в разряде не происходит пробой таких тонких пленок, обусловленный образованием в них электронных лавин.

Зависимости эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода γ_{eff} , плотности разрядного тока j , напряженности электрического поля в пленке E_f и температуры катода T от времени горения разряда, найденные с использованием моделей термополевой и полевой электронной эмиссии из подложки катода в пленку [18, 20], приведены на рис. 1 сплошными и штриховыми линиями соответственно.

В модели термополевой эмиссии учтено, что часть электронов в металлической подложке катода имеет энергии, превосходящие уровень Ферми металла, и, следовательно, большую вероятность туннелирования через потенциальный барьер в зону проводимости диэлектрика. Поэтому при ее использовании на этапе разогрева катода до температуры порядка 500 К вследствие увеличения эмиссионной эффективности пленки δ_f и эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода γ_{eff} увеличивается плотность разрядного тока j . В результате, заметно возрастает интенсивность нагрева катода. Однако при дальнейшем повышении температуры катода из-за увеличения роли термополевого механизма электронной эмиссии происходит снижение напряженности электрического поля E_f , обеспечивающей необходимую плотность эмиссионного тока из подложки в пленку. Следствием этого является уменьшение δ_f [16], а также γ_{eff} и j , что обуславливает некоторое замедление нагрева катода.

Таким образом, термополевой механизм электронной эмиссии может заметно влиять на динамику процессов, протекающих у поверхности катода с тонкой диэлектрической пленкой в газовом разряде, уже при его температуре, превосходящей комнатную на несколько сотен градусов. Поэтому его необходимо учитывать при моделировании тепловых процессов в разрядах с такими катодами.

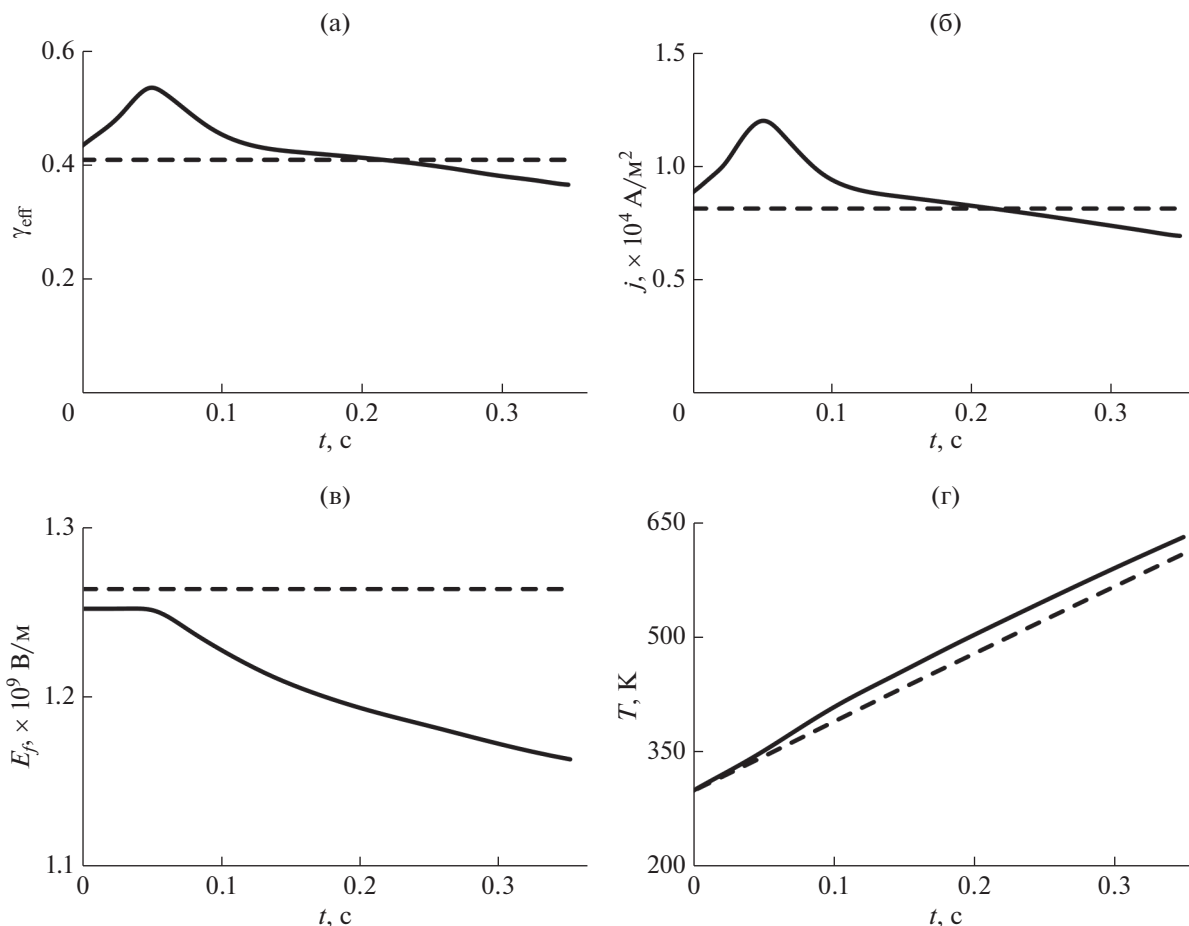


Рис. 1. Зависимости от времени коэффициента ионно-электронной эмиссии катода (а), плотности разрядного тока (б), напряженности электрического поля в диэлектрической пленке (в) и температуры катода (г), рассчитанные в рамках моделей термополевой (сплошные линии) и полевой (штриховые линии) электронной эмиссии из подложки катода в пленку.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе создана и описана модель тлеющего газового разряда при наличии на катоде тонкой диэлектрической пленки заданной толщины. В ней, наряду с ионно-электронной эмиссией с поверхности катода, принята во внимание термополевая эмиссия электронов из металлической подложки катода в пленку под действием сильного электрического поля, создаваемого в пленке положительными зарядами, накапливающимися на ней при разряде. Рассчитаны зависимости характеристик разряда от времени. Показано, что уже при температуре катода, превышающей комнатную на несколько сотен градусов, термополевой механизм электронной эмиссии из металлической подложки катода в пленку может обуславливать заметное улучшение его эмиссионных свойств, возрастание плотности разрядного тока и увеличение интенсивности нагрева катода в разряде. Поэтому такой механизм необходимо учитывать при моделировании характеристик тлеющего

разряда в случае наличия на катоде диэлектрических пленок.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований Научно-исследовательского университета “Высшая школа экономики”.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Интеллект, 2009. 736 с.
2. Кудрявцев 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. Ser. 2015. V. 655. 012045. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/655/1/012045>

4. Langer R., Garner R., Paul I., Horn S., Tidecks R. // Eur. Phys. J. Appl. Phys. 2016. V. 76. № 1. 10802. <https://doi.org/10.1051/epjap/2016160277>
5. Riedel M., Düsterhöft H., Nagel F. // Vacuum. 2001. V. 61. P. 169. [https://doi.org/10.1016/S0042-207X\(01\)00112-9](https://doi.org/10.1016/S0042-207X(01)00112-9)
6. Bondarenko G.G., Fisher M.R., Kristya V.I., Prassitski V.V. // Vacuum. 2004. V. 73. P. 155. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2003.12.004>
7. Savoye E.D., Anderson D.E. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. № 8. P. 3245. <https://doi.org/10.1063/1.1710096>
8. Kusunoki T., Sagawa M., Suzuki M., Ishizaka A., Tsuji K. // IEEE Trans. ED. 2002. V. 49. № 6. P. 1059. <https://doi.org/10.1109/TED.2002.1003743>
9. Suzuki M., Sagawa M., Kusunoki T., Nishimura E., Ikeda M., Tsuji K. // IEEE Trans. ED. 2012. V. 59. № 8. P. 2256. <https://doi.org/10.1109/TED.2012.2197625>
10. Bondarenko G.G., Fisher M.R., Kristya V.I. // Vacuum. 2016. V. 129. P. 188. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2016.01.008>
11. Bondarenko G.G., Kristya V.I., Savichkin D.O. // Vacuum. 2018. V. 149. P. 114. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2017.12.028>
12. Murphy E.L., Good R.H. // Phys. Rev. 1956. V. 102. № 6. P. 1464. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.102.1464>
13. Modinos A. Field, Thermionic, and Secondary Electron Emission Spectroscopy. New York: Springer Science, 1984. 376 p.
14. Jensen K.L. // J. Appl. Phys. 2007. V. 102. № 2. P. 024911. <https://doi.org/10.1063/1.2752122>
15. Jensen K.L. // J. Appl. Phys. 2019. V. 126. № 6. P. 065302. <https://doi.org/10.1063/1.5109676>
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 // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2020. № 5. С. 63. <https://doi.org/10.31857/S1028096020030103>
18. Кристья В.И., Мьо Ти Ха, Фишер М.Р. // Известия РАН. Серия физическая. 2020. Т. 84. № 6. С. 846. <https://doi.org/10.31857/S0367676520060149>
19. Егоров Н.В., Шешин Е.П. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2017. № 3. С. 5. <https://doi.org/10.7868/S0207352817030088>
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. Кристья В.И., Йе Хаунг Тун // Известия РАН. Серия физическая. 2014. Т. 78. № 6. С. 752. <https://doi.org/10.7868/S0367676514060179>
22. Крютченко О.Н., Маннанов А.Ф., Носов А.А., Степанов В.А., Чиркин М.В. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1994. № 6. С. 93.
23. Benilov M.S., Benilova L.G. // J. Appl. Phys. 2013. V. 114. № 6. P. 063307. <https://doi.org/10.1063/1.4818325>
24. Forbes R.G. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89. № 11. P. 113122. <https://doi.org/10.1063/1.2354582>
25. Зыкова Е.В., Кучеренко Е.Т., Айвазов В.Я. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24. № 7. С. 1464.

Modeling of Influence of Thermal-Field Electron Emission from the Cathode with a Thin Insulating Film on Its Heating in Glow Discharge

G. G. Bondarenko^{1, *}, V. I. Kristya^{2, **, ***}, Myo Thi Ha², M. R. Fisher²

¹National Research University Higher School of Economics, Moscow, 101000 Russia

²Bauman Moscow State Technical University, Kaluga Branch, Kaluga, 248000 Russia

*e-mail: gbondarenko@hse.ru

**e-mail: kristya@bmstu-kaluga.ru

***e-mail: v.kristya@gmail.com

A model of glow gas discharge in the presence of a thin insulating film on the cathode is formulated. It takes into account, along with the ion-induced secondary electron emission from the cathode surface, also the thermal-field emission of electrons from the cathode metal substrate into the film under the strong electric field generated in the insulator when the current flows in the discharge. The electric field strength in the film in the steady-state discharge mode is determined from the condition of equality of the discharge current density and the current density of thermal-field electron emission from the cathode metal substrate into the film. Dependences of the film emission efficiency, the cathode effective ion-electron emission yield and the discharge characteristics on its burning time are calculated. It is shown that already at the cathode temperature exceeding the room one by several hundred degrees, the thermal-field mechanism of electron emission from the metal substrate into the film can have a noticeable influence on emission properties of the cathode, the discharge current density and the intensity of its heating in the discharge.

Keywords: glow gas discharge, insulating film on cathode surface, ion-electron emission, field electron emission, thermal-field electron emission, cathode temperature, film emission efficiency, cathode effective electron emission yield, discharge current density, time dependence of discharge characteristics.