

04;13.2

Высоковольтная термоэлектронная поляронная эмиссия при наличии на катоде адсорбированной неметаллической нанопленки

© Ю.А. Баренгольц, С.И. Берил

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,
Тирасполь, 3300, Молдова
E-mail: barengolts@list.ru

Поступило в Редакцию 6 января 2016 г.

Получено уравнение термоэлектронной эмиссии, учитывающее наличие на катоде в условиях высоковольтного газового разряда тонких пленок адсорбированных молекул газовой атмосферы. Показано, что учет электронного поляронного механизма туннелирования приводит к существенному, более чем на порядок снижению плотности эмиссионного тока. Проведено сравнение с классическим уравнением Ричардсона–Шоттки. Показано, что с ростом напряженности приложенного электрического поля и уменьшением температуры роль поляронного эффекта заметно усиливается, что обусловлено имеющим поляронную природу увеличением работы выхода электрона.

Исследования влияния адсорбированных атомов или слоев на начальную стадию высоковольтного (напряженность электрического поля $E \gtrsim 1 \text{ MV/cm}$) импульсного наносекундного газового разряда впервые обобщены в монографии Месяца Г.А. и Королева Ю.Д. [1]. Развитие технологий в области сильноточной электроники позволило за последние годы существенно продвинуться в генерации импульсов еще более короткого диапазона. Длительность импульса тока удалось уменьшить до нескольких десятков пикосекунд [2–4]. При уменьшении длительности подаваемого на газовый высоковольтный диод импульса напряжения, как показывают эксперименты, происходит качественное изменение характера процессов, сопровождающих развитие высоковольтного пробоя.

Задачей данной работы являлось получение аналитического выражения для плотности тока термоэлектронной эмиссии с учетом влияния

имеющихся на катоде квантовых слоев адсорбированных атомов или молекул газовой атмосферы.

Как установлено в [5], существенным фактором, влияющим на процессы в начальной стадии субнаносекундного вакуумного или газового разряда, может стать участие в них поляронов адсорбированной неметаллической нанопленки. В работах [5–7] для таких систем анализируется случай сильных полей (до 100 MV/cm) и низких температур.

Рассмотрим процесс электронной эмиссии в структуре металлический высоковольтный катод — адсорбированная неметаллическая нанопленка — газовая среда или вакуум при высоких температурах. (Заметим, что при подаче высоковольтного импульса в пикосекундном диапазоне отдельные участки катода разогреваются туннельным эмиссионным током до температуры плавления, что приводит к их взрывообразному разрушению.)

Из основного уравнения для плотности эмиссионного тока (см., например, [8,9]) в рассматриваемом случае высоких температур следует

$$j_{RS} = \frac{4\pi emkT}{h^3} \left(\int_{W_0}^{W_m} \Phi(W, W_F, E_a) dW + \int_{W_m}^{\infty} \ln \left(1 + \exp \left(-\frac{W - W_F}{kT} \right) \right) dW \right), \quad (1)$$

где e — элементарный заряд, m — эффективная масса электрона, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, h — постоянная Планка, W_0 — энергия дна зоны проводимости материала катода, W_m — энергия в точке максимума потенциального барьера на границе покрытого адсорбированным слоем эмиттера с газовой средой, Φ — некоторая функция энергии электрона W , энергии Ферми материала катода W_F и напряженности электрического поля в адсорбированном диэлектрическом слое $E_a = E/\varepsilon$ (E — напряженность внешнего электрического поля, ε — диэлектрическая проницаемость адсорбированной пленки).

При высоких температурах эмиссионный ток обусловлен электронами, преодолевающими потенциальный барьер с энергией выше W_m . В этом случае первым интегралом в (1) можно пренебречь, тогда из (1) следует

$$j_{RS} = \frac{4\pi emkT}{h^3} \int_{W_m}^{\infty} \ln \left[1 + \exp \left(-\frac{W - W_F}{kT} \right) \right] dW. \quad (2)$$

Очевидно, что энергия эмитированных электронов в рассматриваемых условиях много больше энергии Ферми. Следовательно, подынтегральную функцию можно представить в виде

$$\ln \left[1 + \exp \left(-\frac{W - W_F}{kT} \right) \right] \approx \exp \left(-\frac{W - W_F}{kT} \right). \quad (3)$$

При этом из (2) с учетом (3) следует

$$j_{RS} = \frac{4\pi em(kT)^2}{h^3} e^{-\frac{W_m - W_F}{kT}}. \quad (4)$$

Остается определить энергию W_m .

В работах [10,11] показано, что описание взаимодействия электрона с наведенной им безынерционной поляризацией среды в сильных полях ($E \geq 1$ MV/cm) классическим потенциалом сил изображения становится некорректным и должно быть заменено квантовым потенциалом. В этом случае потенциальную энергию квантовых сил изображения в рамках теории электронных поляронов с высокой точностью можно аппроксимировать формулой

$$W_{is} = -\frac{e}{16\pi\epsilon_0\epsilon(x + x_0/4)},$$

где ϵ_0 — электрическая постоянная, x_0 — параметр, пропорциональный радиусу электронного полярона. Тогда потенциальная энергия электрона вне металлического катода определяется выражением

$$W = W_F + \phi - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon(4x + x_0)} - eEx, \quad (5)$$

где ϕ — работа выхода материала катода.

Энергия достигает максимума в точке

$$x_m = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{e}{\pi\epsilon_0\epsilon E_a}} - \frac{x_0}{4}. \quad (6)$$

Подставляя выражение (6) в (5), для W_m получаем

$$W_m = W_F + \phi - \sqrt{\frac{e^3 E_a}{4\pi\epsilon\epsilon_0}} + \frac{eE_a x_0}{4}. \quad (7)$$

Из формул (4) и (7) следует окончательное выражение для плотности тока поляронной термоэлектронной эмиссии, представляющее собой обобщенную формулу Ричардсона–Шоттки (с учетом значения $E_a = E/\varepsilon$)

$$j_{RS} = \frac{4\pi emk^2}{h^3} T^2 \exp \left[\frac{1}{kT} \left(-\phi - \frac{eEx_0}{4\varepsilon} + \frac{1}{2\varepsilon} \sqrt{\frac{e^3 E}{\pi\varepsilon_0}} \right) \right]. \quad (8)$$

Как показано в [8], формула Ричардсона–Шоттки (а значит, и уравнение (8)) справедлива вплоть до полей напряженностью порядка 50 MV/cm.

Оценим влияние учета поляронного эффекта (т.е. учета квантового характера сил изображения) на величину эмиссионного тока Ричардсона–Шоттки.

Без учета квантового характера сил изображения ($x_0 = 0$) плотность тока определяется вытекающим из (8) выражением

$$j_{RS0} = \frac{4\pi emk^2}{h^3} T^2 \exp \left[\frac{1}{kT} \left(-\phi + \frac{1}{2\varepsilon} \sqrt{\frac{e^3 E}{\pi\varepsilon_0}} \right) \right]. \quad (9)$$

Тогда отношение j_{RS}/j_{RS0} характеризует влияние учета поляронного характера туннелирования на величину эмиссионного тока

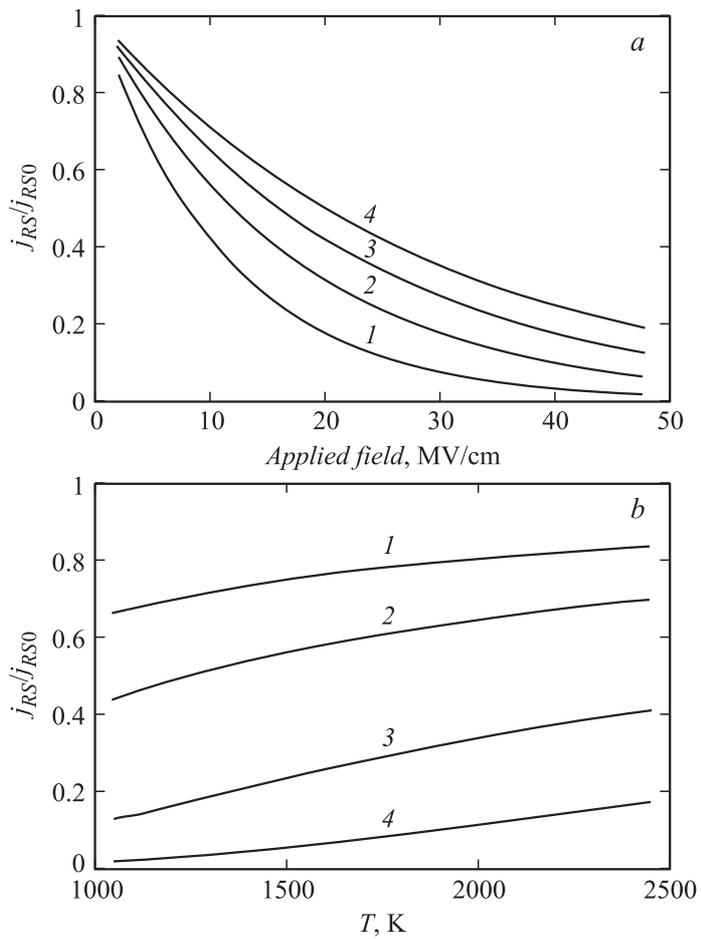
$$\frac{j_{RS}}{j_{RS0}} = \exp \left(-\frac{eEx_0}{4\varepsilon kT} \right).$$

Результаты расчетов для некоторых усредненных значений $\varepsilon = 3$, $x_0 = 0.3$ nm, $\phi = 4.5$ eV приведены на рисунке, (a, b).

Графики (см. рисунок, a, b) свидетельствуют о большом влиянии поляронного эффекта на эмиссионные характеристики катодов в условиях высоковольтного газового разряда. Причем в области полей $E \geq 10$ MV/cm это влияние растет с ростом напряженности электрического поля (достигая почти двух порядков при напряженности электрического поля 50 MV/cm) и снижается с ростом температуры.

Уменьшение эмиссионного тока с ростом напряженности электрического поля связано с увеличением эффективной работы выхода $\bar{\phi}$. Как следует из (8) и (9), в расчетах необходимо использовать значение

$$\bar{\phi} = \phi + \frac{eEx_0}{4\varepsilon}.$$



Влияние квантовых сил изображения на величину плотности эмиссионного тока. *a* — полевая зависимость для различных значений температуры: 1 — 1000, 2 — 1500, 3 — 2000, 4 — 2500 К. *b* — температурная зависимость для различных значений напряженности электрического поля: 1 — 5, 2 — 10, 3 — 25, 4 — 50 MV/cm.

Аналогичный результат получен при исследовании поляронной автоэлектронной эмиссии [7].

Таким образом, показано, что учет электронного поляронного эффекта приводит к увеличению работы выхода во всем интервале полей и температур. В области напряженности поля $E > 5 \text{ MV/cm}$ это приводит к снижению плотности эмиссионного тока более чем на порядок.

Список литературы

- [1] Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 224 с.
- [2] Месяц Г.А., Яландин М.И. // УФН. 2005. Т. 175. № 3. С. 225–246.
- [3] Яландин М.И., Реутова А.Г., Шарыпов К.А. и др. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 18. С. 1–8.
- [4] Яландин М.И., Месяц Г.А., Реутова А.Г. и др. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. В. 8. С. 56–65.
- [5] Barendolts Yu.A., Beril S.I. // Proc. of 25th Int. Sym. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Tomsk, 2012. V. 1. P. 86–89.
- [6] Баренгольц Ю.А., Берил С.И. // ЖТФ. 2013. Т. 83. В. 9. С. 121–125.
- [7] Barendolts Yu.A., Beril S.I. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2014. V. 42. N 10. P. 3109–3112.
- [8] Murphy E.I., Good A.H. // Phys. Rev. 1956. V. 102. N 6. P. 1464–1473.
- [9] Modinos A. Field, Thermionic, and Secondary Electron Emission Spectroscopy. N.Y.: Plenum Press, 1984. 320 p.
- [10] Pokatilov E.P., Beril S.I., Fomin V.M. // Phys. Stat. Sol. (b). 1988. V. 147. N 1. P. 163–172.
- [11] Берил С.И., Покатилов Е.П., Фомин В.М. // Поверхность. Физика. Химия. Механика. № 8. С. 5–12.