

УДК 537.525

**НОРМАЛЬНЫЙ ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД:
СРАВНЕНИЕ РАСЧЁТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ****Академик РАН С. Т. Суржиков^{1,2,*}, П. В. Козлов³, М. А. Котов¹,
Л. Б. Рулева¹, С. И. Солодовников¹**

Поступило 06.11.2018 г.

Выполнено сопряжённое численное и физическое моделирование тлеющего разряда в молекулярном азоте при давлении $p = 3$ и 5 Тор между плоскими дисковыми электродами. Показано удовлетворительное описание диффузионно-дрейфовой моделью экспериментальных данных. Совместный анализ опытных и расчётных данных позволил идентифицировать нормальный режим горения тлеющего разряда. При этом, однако, показано значительное влияние на расчётную вольтамперную характеристику таких параметров модели, как коэффициент вторичной электронной эмиссии и первый коэффициент Таунсенда.

Ключевые слова: физика газового разряда, нормальный тлеющий разряд.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0869-56524854422-427>

Нормальный тлеющий разряд постоянного тока — квазистационарная газоразрядная плазма между катодом и анодом — исследуется в классической физике газового разряда уже более 100 лет. В первой фундаментальной монографии А. Энгеля и М. Штенбека по физике газовых разрядов [1] дано подробное описание наблюдаемого в экспериментах явления нормальной плотности тока и представлено его теоретическая трактовка, основанная на анализе вольтамперной характеристики (ВАХ) области катодного падения электрического потенциала тлеющего разряда. Явление описывается так: при уменьшении электрического тока, протекающего через разряд, напряжение на катодном слое (так называемое напряжение катодного падения) с некоторого момента перестаёт изменяться и сохраняет своё минимально возможное значение. При этом плазменный столб самого разряда начинает уменьшать свои поперечные размеры. Разряд стягивается и занимает лишь часть поверхности катода. Наименьшую постоянную плотность тока называют “нормальной плотностью”, а сам разряд — “нормальным”. В противоположность этому разряд называется “аномальным”, когда плотность тока превышает нормальную, а катод полностью покрыт

разрядом. Если же силу тока уменьшать до тех пор, пока поперечные размеры разряда становятся соизмеримыми с толщиной катодного слоя, то такой разряд называется “поднормальным”, и при уменьшении силы тока наблюдается увеличение падения напряжения на газоразрядном промежутке.

В монографии Н.А. Капцова [2] с нормальным режимом горения тлеющего разряда ассоциируется так называемый закон Геля: “Поверхность катода, покрытая свечением и принимающая участие в явлении разряда, пропорциональна силе тока в трубке; при увеличении или уменьшении силы тока плотность тока остаётся постоянной”.

Построенная в [1] одномерная теория нормальной плотности тока получила многочисленные экспериментальные подтверждения. С началом эры развития компьютерной физики интерес к этому явлению возрос в связи с необходимостью решения практических задач создания электроразрядных лазеров [3, 4]. Интерес к указанному явлению не ослабевает до настоящего времени, поскольку нормальный тлеющий разряд является ярким примером явления самоорганизации классической газоразрядной плазмы.

После публикации первых расчётных работ по моделированию двумерной структуры нормального тлеющего разряда [3, 4] был выполнен значительный объём численных исследований в осесимметричной и плоской геометрии, разрядах при разных давлениях с учётом нагрева газа и неравномерного возбуждения квантовых колебательных состояний молекулярных компонент с учётом про-

¹ Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской Академии наук, Москва

² Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва

³ Научно-исследовательский институт механики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова

*E-mail: surg@ipmnet.ru, basic_research@ipmnet.ru

дольного и поперечного магнитных полей [5, 6]. Однако авторам данного сообщения не удалось найти в литературе работ по сопряжённому физическому и численному моделированию нормального тлеющего разряда, что и послужило мотивацией выполнения данной работы, поскольку до настоящего времени нет примеров сравнения количественных характеристик параметров нормального тлеющего разряда на опыте и в расчёте.

Физическое моделирование проводили с использованием специально созданной экспериментальной установки нормального тлеющего разряда, показанной на рис. 1. Справа вверху на врезке приведена эквивалентная электрическая схема. В экспериментах использовался источник питания Spellman SA4. Напряжение на газоразрядном промежутке V и ток в нём I измеряли с использованием аналого-цифрового преобразователя, подключённого к компьютеру посредством делителей на балластном сопротивлении ($R_0 = 300$ кОм) и шунте ($R_1 = 75$ Ом). Разряд фотографировали при разных значениях эдс (ϵ) источника питания, что позволило получать оценочные значения диаметра токового столба в области положительного столба, катодного и анодного пятен.

В исследованиях использовали плоские дисковые электроды диаметром 80 мм, выполненные из латуни марки Л69. Разрядная камера из нержавеющей стали объёмом 22 л откачивалась до 10^{-4} Тор и наполнялась

исследуемым газом азотом до давлений 1–10 Тор. Для обеспечения требуемого давления использовался вакуумный насос CDK-180. За время проведения эксперимента давление в разрядной камере изменялось не более чем на 0,01%.

Методика проведения эксперимента при фиксированном давлении была следующей. Сначала путём вариации эдс источника питания находили условия пробоя межэлектродного промежутка и фиксировали возникновение характерной структуры тлеющего разряда (рис. 1). На фотографии хорошо видны катодный слой (внизу), положительный столб и анодный слой тлеющего разряда. Отметим, что разряд горит не на оси симметрии межэлектродного промежутка. Здесь сложно идентифицировать такую тонкую структурную особенность тлеющего разряда на границе с катодом, как астоново тёмное пространство. Тем не менее тёмная область между положительным столбом и катодным слоем включает в себя катодное и фарадеево тёмные пространства, а также отрицательное свечение, заключённое между ними.

Типичным случаем после фиксации напряжения на газоразрядном промежутке является безостановочное перемещение столба тлеющего разряда вдоль поверхностей электродов. Однако через некоторое время (~1 мин) плазменный столб разряда останавливается и это позволяет провести измерение его

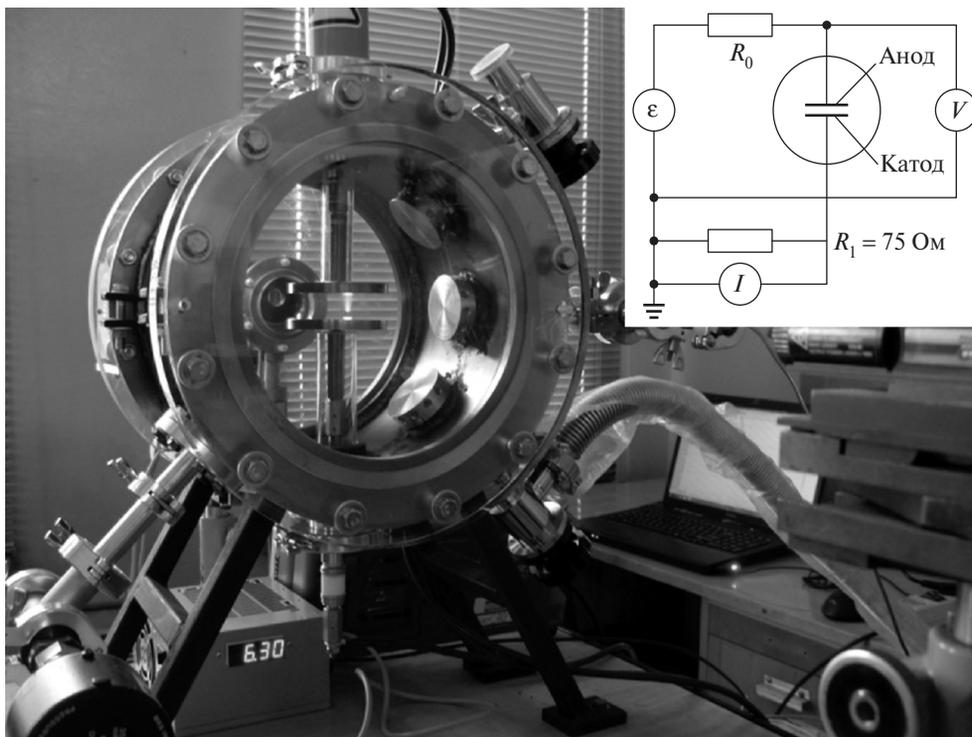


Рис. 1. Установка нормального тлеющего разряда.

ВАХ и радиуса токового столба. Почему столб выбирает то или иное место между электродами, не ясно. Но исходя из того, что плазменный столб находится в состоянии безразличного равновесия по отношению к поперечным перемещениям, можно предположить, что на стабилизацию его местоположения могут влиять микронеоднородности поверхности, её локальный нагрев, конвективные движения газа. Вместе с тем в экспериментах было выяснено, что прокачка исследуемого газа через газоразрядную камеру со скоростью 1 л/с не влияла на параметры тлеющего разряда.

В экспериментах при давлении молекулярного азота 1 Тор и токе разряда порядка 8 мА светящаяся область разряда занимала практически всю область между электродами, т.е. разряд горел в аномальном режиме. При повышении давления размер светящейся области разряда становился меньше диаметра электродов во всём диапазоне исследуемых токов и разряд постепенно переходил в нормальный режим горения. При давлениях более 3 Тор аномальный режим не достигался во всём исследованном диапазоне токов через разряд. Полученные в экспериментах при $p = 3$ и 5 Тор ВАХ показаны на рис. 2.

Параллельно с экспериментами проводилось численное моделирование нормального тлеющего разряда, целью которого было установить близость абсолютных значений параметров разряда измеря-

емым на опыте. Расчётные ВАХ также приведены на рис. 2.

Двухмерная диффузионно-дрейфовая модель нормального тлеющего разряда в цилиндрической геометрии между двумя плоскими дисковыми электродами сформулирована в [7] на основе уравнений двухжидкостной гидродинамической модели плазмы для концентраций электронов n_e и положительных ионов n_i , а также для потенциала энергетического поля ϕ , который определяет вектор напряжённости электрического поля $\mathbf{E} = -\text{grad } \phi$:

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} n_e \\ n_i \\ \phi \end{pmatrix} + \frac{\partial}{\partial x} \begin{pmatrix} \Gamma_{e,x} \\ \Gamma_{i,x} \\ -E_x \end{pmatrix} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \begin{pmatrix} \Gamma_{e,r} \\ \Gamma_{i,r} \\ -rE_r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \omega_e \\ \omega_e \\ \chi_e \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \Gamma_{e(i)} &= \mathbf{i}\Gamma_{e(i),x} + \mathbf{j}\Gamma_{e(i),r} = \\ &= \mp n_{e(i)} \begin{pmatrix} \mu_{e(i)} & 0 \\ 0 & \mu_{e(i)} \end{pmatrix} \mathbf{E} - \begin{pmatrix} D_{e(i)} & 0 \\ 0 & D_{e(i)} \end{pmatrix} \text{grad} n_{e(i)}, \\ \omega_e &= \alpha(|\mathbf{E}|/p) \Gamma_e - \beta n_e n_i, \quad \chi_e = 4\pi e(n_i - n_e), \end{aligned}$$

x, r — оси ортогональной цилиндрической системы координат с единичными ортами \mathbf{i}, \mathbf{j} ; Γ_e, Γ_i — плотности потоков электронов и положительных ионов; $\alpha(|\mathbf{E}|/p)$ и β — коэффициенты ионизации и рекомбинации; μ_e, μ_i, D_e, D_i — подвижности и коэффициенты диффузии электронов и ионов; e — заряд электрона. Производная по времени в уравнении (1) для электрического потенциала оставлена с целью поиска решения задачи методом установления.

Граничные условия для определения концентраций ионов и электронов, а также электрического потенциала формулируются в следующем виде:

$$\begin{aligned} x = 0, \quad r \in [0, R]: \quad \frac{\partial n_i}{\partial x} = 0, \quad \Gamma_{e,x} = \gamma \Gamma_{i,x}, \quad \phi = 0, \\ x = H, \quad r \in [0, R]: \quad \frac{\partial n_e}{\partial x} = 0, \quad n_i = 0, \quad \phi = V, \\ r = 0, \quad r = R: \quad \frac{\partial n_e}{\partial r} = \frac{\partial n_i}{\partial r} = \frac{\partial \phi}{\partial r} = 0, \end{aligned}$$

где γ — коэффициент вторичной электронной эмиссии, H и R — расстояние между электродами и их радиус.

Используются следующие замыкающие соотношения [7]: $D_e = \mu_e(p) T_e, \text{ см}^2/\text{с}, D_i = \mu_i(p) T, \text{ см}^2/\text{с}, \mu_e(p) = \frac{4,5 \cdot 10^5}{p}, \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}), \mu_i(p) = \frac{1440}{p}, \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}),$ где p — давление в тлеющем разряде.

Коэффициент ион-электронной рекомбинации и температура электронов приняты постоянными: $\beta = 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}, T_e = 11\,640 \text{ К}.$

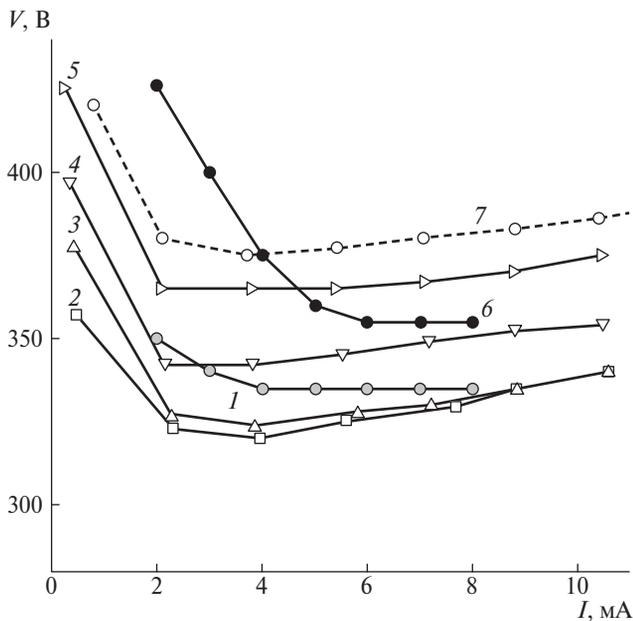


Рис. 2. Вольтамперная характеристика нормального тлеющего разряда: 1, 6 — эксперимент при $p = 3$ и 5 Тор соответственно; 2–5 — расчёт при $p = 3$ Тор и $\gamma = 0,33; 0,25; 0,2$ и $0,15$ соответственно; 7 — расчёт при $p = 5$ Тор и $\gamma = 0,33$.

Для коэффициента ионизации используется следующая аппроксимация (1-я формула Таунсенда):

$$\alpha(|\mathbf{E}|/p) = 8,8p \exp\left[-\frac{275}{(|\mathbf{E}|/p)}\right], \text{ см}^{-1},$$

при $|\mathbf{E}|/p < 200 \text{ В/см} \cdot \text{Тор}$,

$$\alpha(|\mathbf{E}|/p) = 12p \exp\left[-\frac{342}{(|\mathbf{E}|/p)}\right], \text{ см}^{-1},$$

при $|\mathbf{E}|/p > 200 \text{ В/см} \cdot \text{Тор}$,

справедливая для молекулярного азота.

Уравнения (1) решаются совместно с уравнением внешней электрической цепи, которое для постоянного тока имеет вид

$$\varepsilon = V + IR_0.$$

Полный ток через газоразрядный промежуток I определяется интегрированием плотности тока $j_{c(a)} = e(\Gamma_i - \Gamma_e) \cdot \mathbf{n}_{c(a)}$ по площади катода или анода, где $\mathbf{n}_{c(a)}$ — внутренняя нормаль к поверхности катода или анода. Очевидно, что при установившемся горении тлеющего разряда токи через катод и анод должны быть равны. Этот факт используется при численном моделировании как один из параметров, контролирующих точность вычислений. Численный метод решения системы уравнений (1) представлен в [7].

Расчёты проводили для следующих исходных данных: $R_0 = 300 \text{ кОм}$, $\gamma = 0,1-0,33$, $H = 2 \text{ см}$, $R = 8 \text{ см}$. На рис. 3 показаны распределения концентраций электронов и ионов в газоразрядном промежутке при давлении $p = 3 \text{ Тор}$ и двух значениях эдс $\varepsilon = 1000$ и 4000 В . Видно, что с увеличением эдс и полного тока через разряд поперечные размеры положительного столба возрастают от $R_{pc} \sim 0,2$ до $R_{pc} \sim 1 \text{ см}$ и, соответственно, катодного слоя от $R_{cl} \sim 0,5$ до $R_{cl} \sim 1,3 \text{ см}$, что находится в хорошем согласии с видимыми на фотографиях разряда экспериментальными значениями.

При меньшем значении эдс разряд горит в поднормальном режиме. Радиус положительного столба $R_{pc} \sim 0,2 \text{ см}$ близок к толщине катодного слоя $\sim 0,15 \text{ см}$ (рис. 3), которая по теории Энгеля—Штенбека равна $d_n = 0,146 \text{ см}$.

Показанные на рис. 4 распределения плотностей тока на катоде и аноде во всём диапазоне изменения эдс хорошо демонстрируют выполнение закона Геля. При давлении $p = 3 \text{ Тор}$ изменение эдс в четыре раза приводит к возрастанию тока через разрядный промежуток от $I = 0,5$ до 11 мА . При этом падение напряжения на электродах изменяется в пределах 80 В , а плотность тока на оси симметрии разряда на катоде изменяется соответственно от $j_k = 1,9$ до $3,5 \text{ мА/см}^2$,

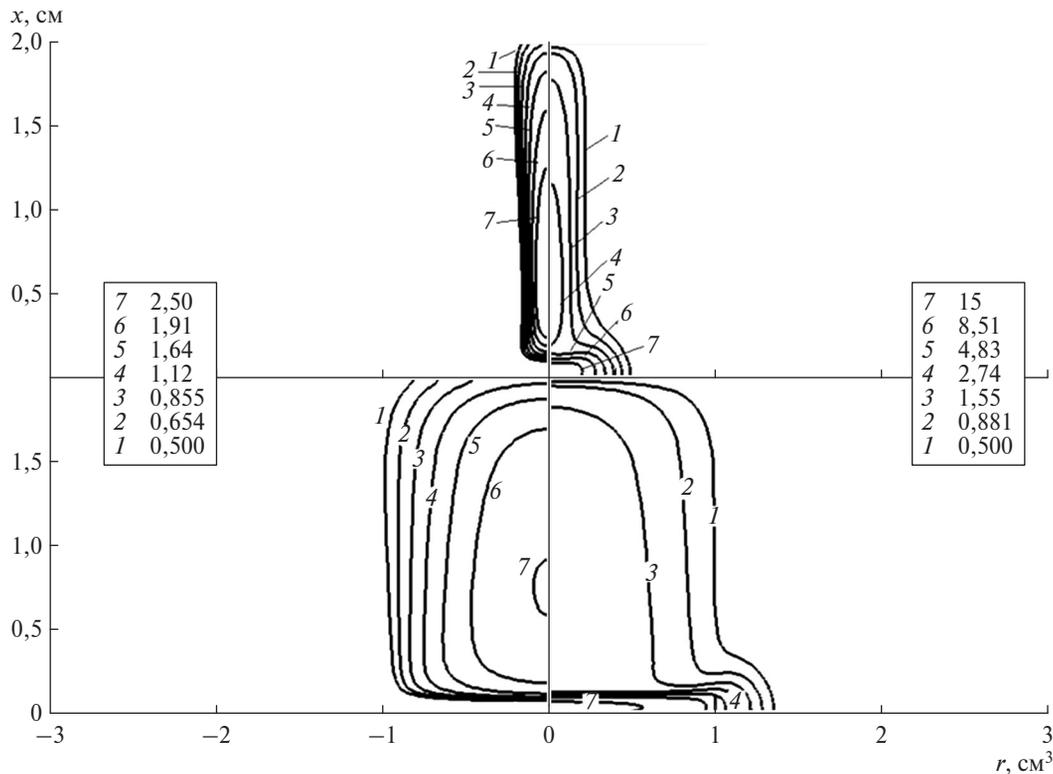


Рис. 3. Концентрации электронов n_e (слева) и ионов n_i (справа) в поднормальном ($\varepsilon = 1000 \text{ В}$, вверху) и нормальном ($\varepsilon = 4000 \text{ В}$, внизу) тлеющем разряде в размерности 10^{19} см^{-3} при $p = 3 \text{ Тор}$.

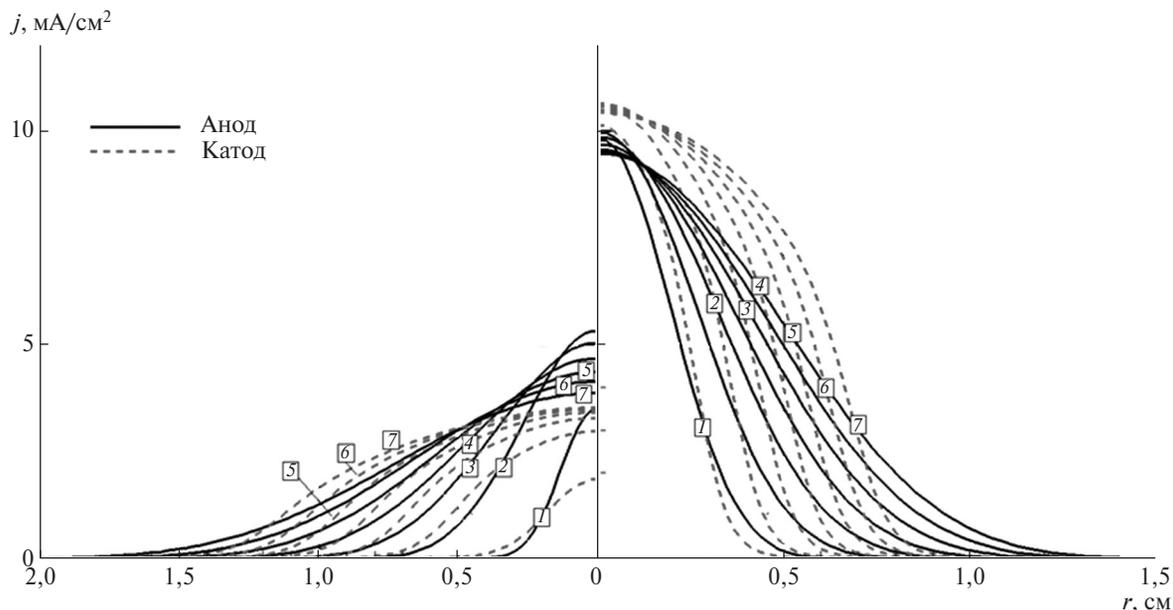


Рис. 4. Плотность тока на катоде и аноде при $p = 3$ Тор (слева) и $p = 5$ Тор (справа); $\epsilon = 1000$ (1), 1500 (2), 2000 (3), 2500 (4), 3000 (5), 3500 (6), 4000 (7).

а на аноде — от $j_a = 3,5$ до $j_a = 5,3$ mA/cm^2 . Заметим, что в нормальном режиме горения (при $I > 4$ мА) плотность тока на оси симметрии практически не изменяется. Отсюда следует выполнение закона нормальной плотности тока. При малых ϵ (при $I < 4$ мА) рассмотренный заряд горит фактически в поднормальном режиме, когда вследствие уменьшения толщины токового столба возрастают суммарные потери зарядов в радиальном направлении. По мере уширения токового канала плотности тока на катоде и аноде сближаются. При давлении $p = 5$ Тор отмеченные закономерности остаются в силе.

На рис. 2 показаны расчётные ВАХ при $p = 3$ Тор, полученные при различных значениях коэффициента вторичной электронной эмиссии. Изменение γ в диапазоне 0,15–0,33 даёт хорошее качественное описание экспериментальной зависимости падения напряжения от полного тока и удовлетворительное количественное совпадение в пределах 10%. Удовлетворительное совпадение расчётных и экспериментальных данных наблюдается также для $p = 5$ Тор. В процессе численных экспериментов была установлена высокая чувствительность абсолютных значений ВАХ к выбору аппроксимирующих констант зависимости скорости ионизации от локальных значений $|E|/p$, что не удивительно, поскольку в используемой феноменологической диффузионно-дрейфовой модели эффективность ионизации молекулярного азота задаётся 1-м коэффициентом Таунсенда с эмпирическими аппроксимационными коэффициентами.

Таким образом, выполненное сопряжённое численное и физическое моделирование тлеющего разряда в молекулярном азоте при давлении $p = 3$ и 5 Тор показало удовлетворительное описание диффузионно-дрейфовой моделью экспериментальных данных, а совместный анализ опытных и расчётных данных позволил идентифицировать нормальный режим горения тлеющего разряда. При этом, однако, показано значительное влияние на расчётную ВАХ таких параметров модели, как коэффициент вторичной электронной эмиссии и первого коэффициента Таунсенда.

Источник финансирования. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 16–11–10275).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Энгель А., Штенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах. Т. 2. М.; Л.: Главная редакция общетехн. литературы и номенклатуры, 1936. 382 с.
2. Капцов Н.А. Электрические явления в газах и вакууме. М.: Гостехиздат, 1950. 808 с.
3. Гладуш Г.Г., Самохин А.А. // ПМТФ. 1981. № 5. С. 15–23.
4. Райзер Ю.П., Суржиков С.Т. // ТВТ. 1988. Т. 25. № 3. С. 428–435
5. Суржиков С.Т., Петрусёв А.С. // ДАН. 2007. Т. 415. № 2. С. 197–199.
6. Суржиков С.Т. // ДАН. 2016. Т. 471. № 5. С. 537–541.
7. Суржиков С.Т. Физическая механика газовых разрядов. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006. 640 с.

NORMAL GLOW DISCHARGE: COMPARISON OF CALCULATED AND EXPERIMENTAL DATA

Academician of the RAS S. T. Surzhikov^{1,2}, P. V. Kozlov³,
M. A. Kotov¹, L. B. Ruleva¹, S. I. Solodovnikov¹

¹ *Ishlinsky Institute for Problems of Mechanics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation*

² *Dukhov All-Russian Research Institute of Automation, Moscow, Russian Federation*

³ *Moscow State University, Research Institute of Mechanics, Moscow, Russian Federation*

Received November 11, 2018

The combined numerical and physical modeling of a glow discharge between plane disk electrodes in molecular nitrogen is performed at pressures $p = 3$ and 5 Tor. The satisfactory description of experimental data by the drift-diffusion model is shown. The simultaneous analysis of experimental and calculated data has permitted identification of the normal burning regime of a glow discharge. However, the essential effect of model parameters such as the secondary electron emission coefficient and the first Townsend coefficient on the calculated voltage–current characteristic has been demonstrated in this case.

Keywords: gas discharge physics, normal glow discharge.