

04

К оценке параметров катодного слоя высоковольтного тлеющего разряда

© А.В. Туркин

Государственный научный центр Российской Федерации — Федеральное государственное унитарное предприятие „Исследовательский центр им. М.В. Келдыша“ (ГНЦ ФГУП „Центр Келдыша“)
125438 Москва, Россия
e-mail: alexturkin@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 19 августа 2013 г. В окончательной редакции 20 марта 2014 г.)

Предложена методика оценки параметров катодного слоя высоковольтного стационарного разряда с учетом нелокальной ионизации и изменения плотности газа при нагреве разрядным током. Критерии применимости методики получены в рамках кинетического подхода к описанию разряда. Выполнено сравнение с опытными данными при давлении гелия 500 Па и потенциалах катода 1.5–5.5 кВ. Расхождение расчетных и опытных данных по току разряда находится в пределах погрешности расчетов.

Введение

Создание генераторов электронного пучка на базе открытого высоковольтного разряда в газах среднего давления представляет интерес для многих приложений в биологии, медицине, лазерной и ракетно-космической технике. Их работа основана на эффекте непрерывного ускорения свободных электронов в катодном слое (КС) разряда. Экспериментальные исследования непрерывной генерации пучков электронов с энергией до 6 кеВ, при давлениях до 400 и 3000 Па в воздухе и гелии проведены в работах [1,2]. Теоретические исследования по высоковольтному разряду в той или иной степени опираются на теорию катодного падения потенциала [3]. В простейшей и наиболее прозрачной форме она изложена в монографии [4]. Некоторые из исходных положений этой теории в КС высоковольтного разряда заведомо не выполняются или требуют существенной корректировки. Прежде всего к ним относится положение о том, что частота ионизации молекул газа электронным ударом соответствует локальной напряженности поля E . Средние энергетические потери электронов, связанные с ионизацией и возбуждением молекул газа при неупругих соударениях, на единице длины пути пропорциональны объемной концентрации молекул N_A и достигают максимального значения при энергиях порядка сотни электронвольт. По данным работы [4] при температуре газа $T_0 = 293$ К эти максимальные потери, отнесенные к заряду электрона e и давлению газа $p - (E/p)_{кр}$, в азоте и гелии равны 270 и 47 $\text{Vm}^{-1}\text{Pa}^{-1}$. Равенство сил, действующих на электроны, возможно только при напряженности поля меньше критической $E_{кр}$. Между тем по результатам измерений и оценок в работах [5–7] средняя приведенная напряженность поля в КС открытого разряда — от 1500 и от 7500 $\text{Vm}^{-1}\text{Pa}^{-1}$ в гелии и воздухе при катодном падении потенциала (КПП) больше 2 кВ; относительная доля пучка электронов, эмитированных катодом, в разрядном токе превышает 60–85%.

Во-вторых, в полях от 75–150 $\text{Vm}^{-1}\text{Pa}^{-1}$ средняя энергия ионов становится больше, чем у молекул газа, и происходит переход к аномальному дрейфу [4]. При напряженности поля 15000 $\text{Vm}^{-1}\text{Pa}^{-1}$ скорость дрейфа, определяемая подвижностью ионов, будет на порядок больше скорости аномального дрейфа.

В-третьих, выделяющееся в катодном слое „джоулево“ тепло может привести к заметному изменению плотности газа. Поэтому в работе [3] все критерии подобия, кроме КПП (приведенные плотность тока j/p^2 , „толщина“ слоя dp и напряженность поля E/p), пересчитывались по давлению к комнатной (лабораторной) температуре T_0 .

Кинетическое описание прикатодной области разряда с учетом нелокальности ионизации дано в работе [8]; при КПП до 1 кВ получена функция распределения электронов (ФРЭ). В поле $E > E_{кр}$ все свободные электроны ускоряются, но поток высокоэнергичных электронов может маскироваться большим количеством вторичных электронов с малыми энергиями [9]. С ростом напряженности поля доля вторичных электронов падает, а средняя кинетическая энергия электронов растет. Когда энергия превысит оптимальную для ионизации величину (порядка 100 эВ), то сечение ионизации σ_i , средние энергетические потери электронов на единице длины пути и ионизационный коэффициент α начнут убывать. Максимальные значения α в опытах наблюдаются при $(E/p)_m$ около 750 $\text{Vm}^{-1}\text{Pa}^{-1}$ [4]. По приведенным выше оценкам при КПП от 2 кВ среднее поле в КС $E \geq E_m \gg E_{кр}$ и средние потери энергии электронов заведомо меньше, чем $E_{кр}/E \leq 3\%$. Тогда применимо так называемое „моноэнергетическое“ приближение, которое следует из строгих уравнений для нулевого и второго моментов ФРЭ [4,8,9]). В этом приближении с учетом ионизационных потерь на образование пары ион/электрон до 83 эВ в доле пучка в разрядном токе более 60% разница между потенциальной (относительно катода) и средней энергиями электронов меньше 2%. На эффекте непрерывного ускорения или „убегания“

электронов из КС собственно и построена работа генераторов электронного пучка на базе открытого разряда.

1. Постановка задачи

Рассматривается стационарный и неограниченный высоковольтный тлеющий разряд. Принимаются утверждения, полученные в [3,4] путем оценок: объемная концентрация ионов в КС много больше концентрации электронов, но много меньше концентрации нейтральных молекул (атомов) N_A ; свободная длина пробега ионов l_i и нейтральных молекул l_A много меньше толщины КС d . Эффективный коэффициент вторичной эмиссии электронов с поверхности катода γ считается известным (заданным); средняя кинетическая энергия электронов в КС принимается равной их потенциальной энергии относительно катода. Нагрев рабочей поверхности катода при разряде и ионный ток из плазменной части отрицательного свечения (ПОС) в КС не учитываются (соответствующие оценки для условий экспериментов [2] приведены в разд. 3).

Принятые допущения. Напряженность электрического поля E и температура газа в КС T_A считаются постоянными.

2. Оценки плотности тока, температуры и толщины катодного слоя высоковольтного разряда

2.1. Исходные уравнения

Исходя из уравнения состояния приведенное давление газа p^* можно выразить через его температуру: $p^* = pT_0/T_A$, где $T_0 = 293$ К. Как и в [3,4], соотношения между приведенной плотностью тока $j/(p^*)^2$, величиной катодного падения потенциала (КПП) U и „толщиной“ катодного слоя (КС) p^*d найдем, исходя из граничного условия для плотности токов ионов j_i^k и электронов j_e^k на катоде, условия самоподдержания разряда и уравнения Пуассона в интегральной форме (j_i/v_i — объемная плотность заряда):

$$j_e^k/j_i^k = \gamma, \tag{1}$$

$$d \int_0^1 \alpha \cdot \partial x' = \ln(1 + 1/\gamma), \tag{2}$$

$$d \int_0^1 j_i/v_i \partial x' = E\varepsilon_0, \tag{3}$$

где $x' = x/d$ — приведенное расстояние от катода, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, v_i — скорость дрейфа ионов.

В работе [6] для открытого разряда в гелии приведены результаты расчетов эффективного (обобщенного)

коэффициента вторичной эмиссии γ в предположении, что эмиссия электронов с катода происходит под действием бомбардировки катода ионами и возбужденными атомами газа, а распределение напряженности поля в разрядном промежутке линейно. Исходные данные — измеренные распределения электрического поля в разрядном промежутке при давлении 2660 Па и коэффициенты эмиссии электронов под действием частиц. В принятом приближении коэффициент эмиссии γ определяется КПП и не зависит от давления газа. Для разряда в гелии при КПП 1.5–5 кВ

$$\gamma = -0.84 + 1.43 \cdot 10^{-3}U + 1.35 \cdot 10^{-8}U^2. \tag{4}$$

По формуле (4) $\gamma = 1$ при $U = 1.3$ кВ. При $U = 5.1, 7.8$ кВ КПП формирования пучка высокоэнергичных электронов $\eta = \gamma/(1 + \gamma)$ равен 0.84 и 0.87, откуда коэффициент эмиссии γ будет 5.25 и 6.69 соответственно. Выполненные расчеты и оценки КПП формирования электронных пучков хорошо согласуются с имеющимися данными как по открытому разряду, так и по другим типам высоковольтного тлеющего разряда.

При сделанных допущениях кинетическая энергия свободных электронов в КС растет линейно по мере удаления от катода: $K_e = e\varphi = eUx'$, где e — заряд электрона, φ — потенциал относительно катода. Исходя из уравнения для нулевого момента ФРЭ скорость ионизации газа в единице объема за единицу времени равна

$$v_i = \alpha \frac{j_e}{e} = \frac{p^* \alpha_0}{p_0} \frac{j_e}{e}, \tag{5}$$

где $\alpha = N_A \sigma_i = \alpha_0 p^*/p_0$ — ионизационный коэффициент, $\alpha_0 = N_A^0 \sigma_i$ — ионизационный коэффициент при нормальных условиях.

Концентрация молекул газа при нормальных условиях ($p_0 = 133$ Па, $T_0 = 293$ К) $N_A^0 = 3.3 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Поскольку средние энергетические потери электронов в КС высоковольтного разряда менее 3% (см. Введение), то и погрешность (5) меньше 3%.

Опытные данные по сечениям полной ионизации σ_i молекул различных газов в диапазоне энергии электронов от 10 eV до 10 keV приведены в справочнике [10], относительная погрешность измерений не превышает 10–15%. Сечения σ_i пропорциональны заряду ядра молекул Z . Минимальное значение энергии ионизации — потенциал ионизации U_A — для большинства газов составляет 10–30 eV. Максимальной величины σ_i^0 сечения ионизации достигают при некоторой оптимальной кинетической энергии электронов K_e^0 , зависящей от рода газа. Для гелия $\sigma_i^0 = 3.7 \pm 0.3 \cdot 10^{-17}$ см⁻², $K_e^0 = 120$ eV, $U_A = 24.6$ eV. При $K_e \gg K_e^0$ сечения ионизации $\sigma_i \propto K_e^{-1}$.

Изменения плотности тока электронов и ионов в КС вследствие ионизации описываются замкнутой системой линейных дифференциальных уравнений [4]: $\partial j_e/\partial x' = \alpha dj_c$, $\partial j_i/\partial x' = -\partial j_c/\partial x'$ с граничными условиями: $j_e^k/j_i^k = \gamma$ у катода при $x' = 0$ и $j_i^{kc} = 0$ на границе КС при $x' = 1$. Плотность тока разряда

$j = j_e + j_i = j_i^k(\gamma + 1)$ постоянна; отношение тока пучка электронов к току разряда: $j_e^k/j = \gamma/(1 + \gamma)$. Отсюда при линейном потенциале $\varphi = Ux'$ профили плотности тока электронов и ионов:

$$j_e' = j_e/j_e^k = \exp\left(\ln(1 + 1/\gamma) \int_0^{e\varphi} \sigma_i \partial K_e / \int_0^{eU} \sigma_i \partial K_e\right), \quad (6)$$

$$j_i' = j_i/j_i^k = 1 - \gamma(j_e' - 1).$$

2.2. Толщина катодного слоя

Из условия самоподдержания разряда (2) и скорости ионизации (5) получим

$$p^*d = \ln(1 + 1/\gamma) / \int_0^1 \alpha dx'$$

$$= eUp_0 \ln(1 + 1/\gamma) / \left(N_A^0 \int_0^{eU} \sigma_i \partial K_e \right). \quad (7)$$

Для высоковольтного разряда формула (7) устанавливает связь параметров подобия — „толщины“ слоя p^*d и величины КПП U . Исходя из (7) можно решить обратную задачу: найти коэффициент эмиссии γ по результатам измерений либо оценок „толщины“ p^*d ; это может быть полезным, когда значения коэффициента заранее неизвестны. При нагреве газа толщина КС d увеличивается пропорционально относительному изменению его средней температуры, T_A/T_0 .

Расчеты по формуле (7) „толщины“ слоя p^*d разряда в гелии методом трапеций проведены в диапазоне КПП 1.5–7.8 kV. Значения сечений ионизации σ_i брались из [10]. При увеличении U от 1.5 до 4 kV „толщина“ слоя p^*d в Рам уменьшается от 1.12 до 0.6, а затем с ростом U до 7.8 kV увеличивается до 0.77. В диапазоне КПП 2–7.8 kV среднее значение p^*d равно 0.74, стандартное отклонение, отнесенное к среднему значению, — 6%. По приведенным во Введении оценкам расхождение среднего и максимального значения энергии электронов в КС высоковольтного разряда менее 3%, отсюда точность выражения (5) для скорости ионизации газа не хуже 3%. Оценка точности выражения (4) для коэффициента эмиссии в [6] не приведена. Погрешность расчетов „толщины“ КС p^*d , исходя из оценки погрешности сечения полной ионизации σ_i , не превышает 15–20%. Следовательно, по результатам расчетов „толщина“ КС p^*d разряда в гелии при КПП от 2 до 7.8 kV равна $0.74 \pm 20\%$ Рам. Оптимальную для ионизации энергию K_e^0 электроны приобретают на расстоянии от катода $dK_e^0/(eU)$, которое при КПП больше 2 kV для гелия составляет 1–2 длины пробега молекул l_A .

По теории катодного падения при КПП, много больших нормального катодного падения, „толщина“ КС p^*d составляет $1/2.718 \sim 0.37$ от нормальной „толщины“ слоя $(pd)_n$. Согласно опытным данным [3], в гелии

с железным катодом нормальная „толщина“ слоя в Рам равна 1.73, а нормальное катодное падение U_n — 150 V; с ростом КПП от 1.5 до 2.5 kV „толщина“ слоя p^*d уменьшается с 0.79 до 0.67. В пределах погрешности эти данные согласуются с приведенными выше результатами расчетов по предлагаемой методике.

2.3. Энергия и скорость дрейфа ионов

Установившаяся в поле средняя кинетическая энергия ионов K_i складывается из тепловой энергии, энергии направленного дрейфового движения ионов и дополнительной энергии беспорядочного движения, связанной с действием поля (соотношение Ванье [4]). В сильных полях от 75–150 Vm⁻¹Pa⁻¹ тепловая энергия много меньше энергии дрейфового движения. Поскольку скорость аномального дрейфа v_i равна средней скорости беспорядочного движения, то

$$v_i = \sqrt{2K_i/(M + M_i)}, \quad (8)$$

где M_i , M — масса ионов и нейтральных молекул (атомов) газа.

Средняя кинетическая энергия ионов K_i находится [4] из уравнения баланса между работой поля и скоростью упругих потерь; для вычислений, однако, энергию ионов удобнее представить как функцию одного из критериев подобия — приведенной напряженности поля E/p^* :

$$K_i = eEl_i \frac{(M + M_i)^{3/2}}{2MM_i^{1/2}} = ep_0 l_i^0 \frac{E}{p^*} \frac{(M + M_i)^{3/2}}{2MM_i^{1/2}}, \quad (9)$$

где $l_i^0 = 1/(\sqrt{2}N_A^0\sigma_c)$ — длина пробега ионов при $p_0 = 133$ Pa и $T_0 = 293$ K.

Полное сечение столкновений ионов с нейтральными молекулами (атомами) газа σ_c складывается из сечений упругого рассеяния σ_{ecs} и резонансной перезарядки σ_{rcs} , причем для ионов в собственном газе сечение перезарядки больше: $\sigma_{rcs} > \sigma_{ecs}$. Как и сечение упругого рассеяния, сечение перезарядки весьма слабо (логарифмически) уменьшается с ростом энергии ионов K_i . Для инертных газов [4] отношение сечения упругого рассеяния к сечению перезарядки увеличивается с ростом заряда ядра Z и в диапазоне энергий 40–400 eV не превышает: 0.2 — для гелия, 0.5 — для неона и 0.9 — для аргона.

Сечения резонансной перезарядки ионов, определенные с погрешностью $\pm 30\%$, для энергий 10^{-1} – 10^4 eV приведены в [10]. В пределах погрешности для гелия полное сечение столкновений ионов в собственном газе можно принять равным сечению резонансной перезарядки: $\sigma_c \approx \sigma_{rcs}$.

При равномерном распределении потенциала кинетическая энергия и скорость дрейфа ионов в катодном слое не меняются. Если полное сечение столкновений ионов σ_c не зависит от их энергии, то длина пробега l_i^0 постоянна и скорость дрейфа ионов пропорциональна корню квадратному из приведенной напряженности:

$v_i \sim (E/p^*)^{1/2}$. В общем случае зависимость скорости дрейфа ионов от приведенной напряженности поля находилась из решения уравнений (8), (9). Погрешность расчетов, исходя из точности сечений резонансной перезарядки, не превышает 15%.

2.4. Плотность тока разряда

Из уравнения Пуассона в интегральной форме (3) получим соотношение между КПП U и „толщиной“ КС p^*d , с одной стороны, и приведенной плотностью тока разряда $j^* = j/(p^*)^2$ — с другой. При принятых в постановке задачи допущениях скорость дрейфа ионов v_i постоянна и ее можно вынести из-под знака интеграла. Плотность тока разряда $j = j_i^k(\gamma + 1)$; отсюда с учетом граничного условия (1) приведенная плотность тока равна

$$j^* = \frac{j}{(p^*)^2} = (1 + \gamma) \frac{j_i^k}{(p^*)^2} = \frac{U \epsilon_0 v_i}{(p^* d)^2} (1 + \gamma) / \int_0^1 j_i' dx'. \quad (10)$$

Полученное соотношение (10) и профили тока (6) определяют связь параметров подобия — „толщины“ слоя p^*d и величины КПП U — с приведенной плотностью тока $j^* = j/(p^*)^2$ для высоковольтного разряда. Из (7) и (10) следует, что при нагреве газа в КС плотность разрядного тока j будет убывать пропорционально квадрату относительного изменения средней температуры, T_A/T_0 .

Результаты расчетов приведенной плотности тока j^* в $\text{Am}^{-2}\text{Pa}^{-2}$ от величины КПП U в диапазоне от 1.5 до 7.8 kV для разряда в гелии приведены на рис. 1. Численное интегрирование осуществлялось методом трапеций. Погрешность расчета j^* , исходя из оценки погрешности „толщины“ слоя сечений ионизации и скорости дрейфа ионов, составляет 50%. С увеличением U от 1.5 до 4 kV j^* возрастает в 100 раз, с $9 \cdot 10^{-3}$ до $9 \cdot 10^{-1}$.

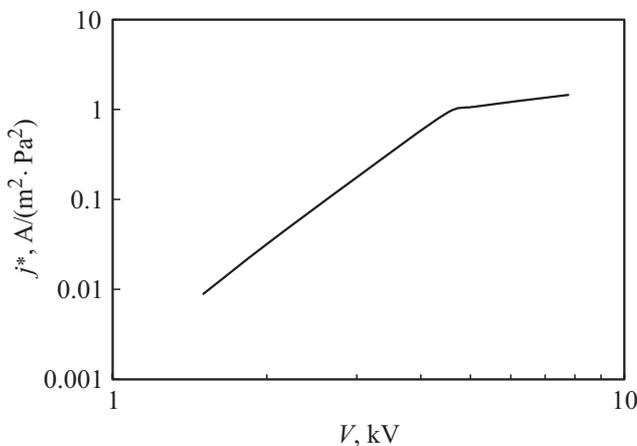


Рис. 1. Приведенная плотность тока $j^* = j/(p^*)^2$ высоковольтного разряда в гелии в зависимости от катодного падения потенциала.

При U от 4.5 до 7.8 kV быстрый рост коэффициента эмиссии прекращается и j^* изменяется от 0.9 до 1.46. Аппроксимация расчетов j^* степенной функцией U^B в диапазоне потенциалов от 1.5 до 4.5 kV дает показатель степени $B = 4.2$; коэффициент корреляции R^2 не менее 0.998. Плотность тока пучка электронов к току разряда равна $j_e^k/j = \gamma/(1 + \gamma)$ и при КПП от 1.5 до 5.5 kV составляет 50–85%.

Согласно опытным данным [3], приведенная плотность тока разряда в гелии с железным катодом при изменении КПП на порядок — с 0.15 до 1.5 kV — увеличивается более чем на 3 порядка, от $3.6 \cdot 10^{-6}$ до $1.4 \cdot 10^{-2} \text{ Am}^{-2}\text{Pa}^{-2}$. При 1.5 kV расчетная величина плотности тока по предлагаемой методике ($9 \cdot 10^{-3}$) в пределах погрешности совпадает с данными эксперимента. В тех же условиях расчеты по теории катодного падения потенциала, приведенные в [4], завышают приведенную плотность тока в 4.5 раза по сравнению с опытными данными.

2.5. Оценка температуры газа в катодном слое

В стационарном разряде температура газа может быть определена из уравнения теплового баланса, полагая, что все выделившееся в КС „джоулево“ тепло передается элементам конструкции. Это — один из наиболее распространенных методов оценки температуры в газовых разрядах, хотя расчеты такого рода весьма приближительны [4].

Вся полученная ионами от электрического поля энергия передается при соударениях молекулам газа и переходит в тепло, за исключением части $j_i^k K_i/e$, которую ионы сами передают катоду (из расчета на единицу поверхности катода). Тепловые потери электронов равны $(j - j_e^k)(I_i - U_A)/e$, где I_i — их средние энергетические потери на акт ионизации. В гелии I_i — от 83 до 42 eV, $U_A = 24, 6$ eV. Полная удельная мощность тепловыделения в КС складывается из тепловых потерь ионов и электронов

$$W_{TB} = U j_i^k \left(\int_0^1 j_i' dx' + \frac{I_i - U_A - K_i}{eU} \right). \quad (11)$$

Как и ионизационный коэффициент, относительная плотность ионного тока $j_i' = j_i/j_i^k$, а следовательно, и тепловыделение максимальны у катода. Таким образом, эффективную температуру газа в КС можно оценить по его температуре у поверхности катода. Это будет нижней оценкой, поскольку из-за тепловыделения в КС температура газа увеличивается по мере удаления от поверхности. При удельном тепловом потоке q_R эта температура, на расстоянии длины свободного пробега молекул l_A равна [11]:

$$T_A = T_0 + \frac{\mu l_A}{\lambda_A} q_R, \quad (12)$$

где $T_0 = 293$ K — температура катода, λ_A — коэффициент теплопроводности газа.

Значение числового множителя μ зависит от числа Прандтля и коэффициента аккомодации, в гелии $\mu = 6.73$. Поскольку теплопроводность газа на 2–3 порядка меньше теплопроводности материала катода, то поток тепла через границу катодного слоя будет много меньше потока к поверхности катода и $q_R \approx W_{TR}$. Приведя (12) к безразмерному виду, получим

$$\frac{T_A}{T_0} - 1 = \frac{\lambda_A^0}{\lambda_A} \frac{p_0}{p^*} \frac{W_{TB}}{W_0} = \frac{\lambda_A^0}{\lambda_A} \frac{p^*}{p_0} \frac{W_{TB}/(p^*)^2}{W_0/p_0^2}, \quad (12a)$$

где λ_A^0 — коэффициент теплопроводности газа при $T_0 = 293$ К, $W_0 = \lambda_A^0 T_0 / (\mu l_A^0)$ — характерный масштаб теплового потока в газе, $l_A^0 = l_A p_0 / p^*$ — длина пробега молекул газа при $p_0 = 133$ Па и $T_0 = 293$ К.

Если отношение удельной мощности тепловыделения к характерному масштабу теплового потока много меньше относительного давления газа: $W_{TB}/W_0 \ll p/p_0$, то температура газа в КС, как следует из (12a), близка к начальной: $T_A \approx T_0$. В соответствии с законами подобия [3,4], критерий нагрева представим в виде

$$W' = \frac{W_{TB}/(p^*)^2}{W_0/p_0^2} > p_0/p. \quad (13)$$

Коэффициент теплопроводности гелия при 293 К $\lambda_n^0 = 0.148 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, характерный масштаб теплового потока $W_0 = 0.05 \text{ Wm}^{-2}$. По результатам параметрических расчетов разряда в гелии при КПП U от 1.5 до 5 кВ относительная мощность $W' \approx 0.044 U^{4.09}$, где $[U]$ — в кВ. Критерий нагрева (13) приводится к виду

$$p/p_0 > 22.7/U^{4.09}. \quad (13a)$$

При КПП, равном 2 кВ, изменение плотности гелия вследствие нагрева в КС стационарного разряда несущественно только при давлениях много меньше 177 Па, а при 4.5 кВ — 6.4 Па. Значения теплопроводности λ_A различных газов в зависимости от температуры приведены в работе [12]. В диапазоне 100–2400 К теплопроводность гелия с погрешностью $\pm 5\%$ аппроксимирована полиномом 3-й степени, в безразмерном виде:

$$\lambda_A/\lambda_A^0 = 0.313 + 0.718 T_A/T_0 - 0.0323(T_A/T_0)^2 + 0.13 \cdot 10^{-2}(T_A/T_0)^3. \quad (14)$$

Решение уравнений (12a) и (14) для относительной температуры газа T_A/T_0 находилось численно методом последовательных приближений. Суммарная погрешность расчета нагрева газа определяется погрешностью расчета приведенной плотности тока. Как показано выше, величина этой погрешности не превышает 50%. Расчеты T_A/T_0 выполнены для разряда в гелии [2] при давлении 500 Па. С увеличением КПП от 1.5 до 7.8 кВ температура T_A/T_0 растет практически линейно с 1.5 до 7. Также увеличивается и толщина КС: с 3.4 до 10.4 мм. В экспериментах [2] зазор между катодом и анодом — 1.5 мм, т.е. в зону КПП частично входит и область за анодом. Этот эффект „провисания“ поля в полостях анодной сетки открытого разряда отмечается и в работах [5,6].

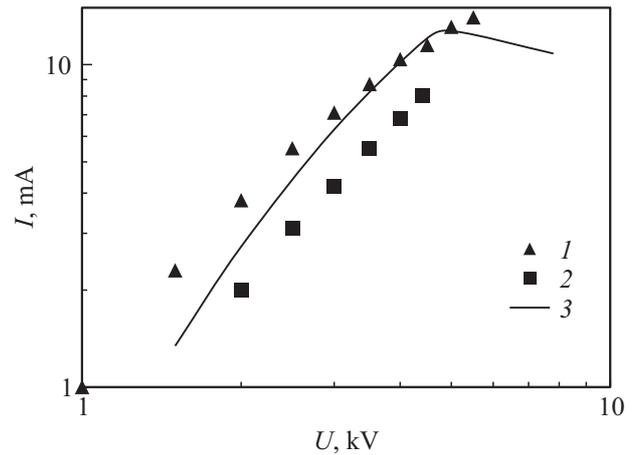


Рис. 2. Ток высоковольтного разряда в гелии при давлении 500 Па (1, 2 — опытные данные [2], 3 — расчет).

2.6. Сравнение расчетных и опытных данных по току разряда

Для условий экспериментов [2] ток разряда I в зависимости от КПП в диапазоне 1.5–8 кВ приведен на рис. 2. Анод заземлен, измеренный плавающий потенциал в плазме отрицательного свечения — от -3 до -15 В и КПП принималось равным напряжению на катоде. Серии измерений 1 и 2 выполнены в схожих условиях (стальной катод, давление гелия 500 и 510 Па), но на разных образцах генератора электронного пучка. При одном и том же напряжении расхождение по измеренной величине тока для опытов 1 и 2 достигает двух раз. Результаты расчета лежат между ними, с увеличением напряжения в 3 раза, от 1.5 до 4.5 кВ, разрядный ток увеличивается в ~ 9 раз, от 1.3 до 12 мА. Погрешность расчета тока складывается из погрешностей расчета приведенной плотности тока и температуры газа, что в итоге составляет $\sim 100\%$. Расхождение расчетных и опытных данных по величине тока не превышает двух раз и находится в пределах погрешности расчетов и воспроизводимости экспериментальных данных на различных образцах генератора.

3. Дополнительные оценки

3.1. Средняя температура катода и его рабочей поверхности

Скорость изменения средней температуры катода T^k с диаметром рабочей поверхности $D = 0.23$ см оценивалась по мощности тепловыделения в катодном слое (КС), без учета тепловых потерь в стенки конструкции

$$c_r \frac{\partial T^k}{\partial t} = W_{TB} \pi D^2 / 4.$$

По результатам приведенных выше расчетов с ростом катодного падения потенциала (КПП) от 1.5 до 8 кВ

полная мощность тепловыделения в КС ($W_{ТВ}\pi D^2/4$) увеличивается на порядок, с 0.32 до 3.18 W. При теплоемкости катода $c_r = 5 \text{ JK}^{-1}$ скорость его нагрева составляет 3.8–38 K/min. В условиях экспериментов [2] за 10 min работы генератора средняя температура превысит начальную (293 K) на 38–380 K, что составляет не более 15–20% от изменения температуры газа в КС.

Диаметр и длина катода генератора электронного пучка, используемого в [2], много больше диаметра его рабочей поверхности. Исходя из уравнения теплопереноса, в стационарном режиме для средней температуры рабочей поверхности катода получим

$$\frac{T_W^k}{T^k} - 1 = \frac{W_{ТВ}D}{4T^k\lambda_k}.$$

Теплопроводность стали λ_k , из которой сделан катод, около $80 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Поэтому в условиях экспериментов [2] температура рабочей поверхности T_W^k превышает среднюю температуру катода T^k не более, чем на $\sim 1\%$. Погрешность расчета температуры газа в КС достигает 100%. Отсюда в пределах погрешности, нагрев поверхности катода в процессе работы генератора можно не учитывать.

3.2. Область применимости методики

Исходя из напряженности поля E_m , при которой значения ионизационного коэффициента α достигает максимума, и нормальной „толщины“ КС (pd)_n, можно оценить нижнюю границу области применимости данной методики по величине КПП U : для разряда в гелии (с железным катодом) $U \geq 1.3\text{--}2 \text{ kV}$.

3.3. Оценки ионного тока из плазменной части отрицательного свечения (ПОС)

В прикатодной области ПОС распределение концентрации заряженных частиц N (конечных электронов и положительных ионов) описывается уравнением амбиполярной диффузии [4,8] с постоянным коэффициентом $D_a = D_i(1 + T_e/T_i)$, где T_e , T_i — температуры электронов и ионов, D_i — коэффициент диффузии ионов. В направлении x от катода уравнение диффузии при диссоциативной рекомбинации частиц имеет вид $\partial^2 N/\partial x^2 = ((N/N_p)^2 - 1)N_p/L_d^2$, где $N_p = \sqrt{v_i/\beta}$ — „равновесная“ концентрация ионов, $L_d = \sqrt{D_a/N_p/\beta}$ — толщина диффузионной зоны, β — коэффициент диссоциативной рекомбинации, v_i — скорость ионизации газа под действием „убегающих“ электронов. В ПОС характерным масштабом изменения средней энергии и плотности тока „убежавших“ из КС электронов j_e (отсюда и скорости ионизации газа) является длина их пробега R в веществе. Когда $R \gg L_d$, то в диффузионной области эти параметры постоянны, и из уравнения диффузии плотность ионного потока в КС равна скорости ионизации газа во всей диффузионной зоне

$j_i^{kc} = eD_a \nabla N \approx eD_a N_p/L_d = eL_d v_i$. Если по мере удаления от КС здесь изменится направление вектора напряженности поля (его обращение [8]), то из этой внешней области ионы уже не смогут попасть в КС и, следовательно, полученное соотношение дает оценку ионного тока „сверху“. Учитывая, что $j_e^{kc} = j_i^k(1 + \gamma) - j_i^{kc}$, то отношение плотностей ионного тока в КС и на катод после подстановки (5) и приведения к параметрическому виду будет

$$j_i^{kc}/j_i^k \approx (1 + \gamma)A^{1/4}/(1 + A^{1/4}),$$

где $A = \frac{(D_a p^{*2})^2 (N_A^0 \sigma_i)^3}{\beta p^* / p_0} / \left(\frac{j_e^{kc}/e}{(p^*)^2} \right)$ — безразмерный параметр, $N_A^0 = 3.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ — концентрация молекул газа при $p_0 = 133 \text{ Pa}$, $T_0 = 293 \text{ K}$.

При $\gamma A^{1/4} \ll 1$ относительный ток ионов из ПОС мал: $j_i^{kc}/j_i^k \approx \gamma A^{1/4} \ll 1$, а плотность тока „убегающих“ электронов на выходе из КС близка к разрядной: $j_e^{kc} \approx j$. С ростом скорости рекомбинации и/или приведенного (по температуре газа) давления $p^* = pT_0/T_A$ относительный ток ионов уменьшается.

Оценим отношение j_i^{kc}/j_i^k в гелии по минимуму скорости диссоциативной рекомбинации ионов, т.е. „сверху“. При примеси воздуха больше 1% скорость перезарядки ионов He^+ и He_2^+ на молекулах O_2 , N_2 много больше скорости их рекомбинации, поэтому учитывать ее можно только рекомбинации ионов воздуха. Зависимость коэффициента рекомбинации от температур газа и электронов имеет вид $\beta = \beta_0 \sqrt{300/T_e} T_0/T_A$, для молекулярных ионов O_2^+ , N_2^+ , NO^+ $\beta_0 = 2, 3.3, 3.7 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$; коэффициент диффузии D_i ионов O_2^+ , N_2^+ , He_2^+ в гелии при давлении 10^5 Pa и температуре 300 K — 0.55, 0.49, 0.43 cm^2/s соответственно, сечения ионизации атомов гелия электронами с энергией 1.5 и 8 keV — 0.8 и $0.2 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^{-2}$ [10]. Приведенная плотность разрядного тока $j/(p^*)^2$ по результатам расчетов и измерений (рис. 1, 2) при КПП от 1.5 до 8 kV находится в диапазоне $9 \cdot 10^{-3}\text{--}1.46 \text{ Am}^{-2}\text{Pa}^{-2}$.

Для условий экспериментов [2] (гелий с примесью воздуха, давление 500 Pa) длина пробега электронов R с энергиями 1.5–8 keV, рассчитанная по методике [13], составляет 7–200 cm. Ширина диффузионной зоны L_d на 1–3 порядка меньше, и условие постоянства скорости ионизации в этой зоне выполнено. Температура электронов T_e варьировалась от температуры газа в КС до 0.12 eV, полученных экспериментально [4], температура ионов принималась равной температуре газа. По результатам расчетов КПП от 1.5 до 8 kV плотность ионного тока из ПОС в КС, отнесенная к плотности ионного тока из КС на катод, находится в диапазоне от 10 до 4%. С ростом давления выше 500 Pa относительный ток ионов уменьшается.

Заключение

Предложена методика оценки тока стационарного высоковольтного тлеющего разряда, толщины катодного

слоя и тока пучка электронов с учетом нелокальной ионизации и изменения плотности газа при нагреве разрядным током. Критерий нагрева получен из условия теплового баланса и законов подобия. Нижняя граница области применимости данной методики в гелии соответствует катодному падению потенциала 1.3–2 kV, давление по критерию нагрева 177 Pa.

Для потенциалов 1.5–8 kV выполнены параметрические расчеты разряда в гелии. При 1.5 kV результаты расчетов „толщины“ слоя pd совпадают с опытными данными [3] в пределах 20%, а приведенной плотности тока j/p^2 — 50%.

Расхождение расчетных и опытных данных [2] для открытого разряда в гелии при давлении 500 Pa и катодном падении потенциала от 1.5 до 5.5 kV по величине разрядного тока не превышает двух раз. Ток пучка электронов составляет 50–85% от разрядного. Отношение плотностей ионного тока из плазменной части отрицательного свечения к току на катод по оценкам в рамках кинетического подхода не превышает 10% и уменьшается с ростом давления.

Список литературы

- [1] Бобров В.А., Войтешонок В.С., Головин А.И. и др. // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 8. С. 121–126.
- [2] Головин А.И., Голубев М.М., Егорова Е.К. и др. // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 5. С. 41–45.
- [3] Энгель А., Штенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах. Т. 2. М.: ОНТИ НКТИ СССР, 1936. 382 с.
- [4] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Издательский дом „Интеллект“, 2009. 736 с.
- [5] Хомич В.Ю., Ямицков В.Я. // Прикладная физика. 2010. № 6. С. 77–88.
- [6] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 24. С. 89–94.
- [7] Сорокин А.Р. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 5. С. 47–55.
- [8] Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д. Физика тлеющего разряда. Учебное пособие. СПб.: Изд-во „Лань“, 2010. 512 с.
- [9] Бабич Л.П. // УФН. 2005. Т. 175. № 10. С. 1069–1091.
- [10] Бабичев А.П. и др. Физические величины. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- [11] Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976. 888 с.
- [12] Варгафтик Н.Б. и др. Теплопроводность жидкостей и газов. М.: Изд-во стандартов, 1978. 470 с.
- [13] Баранов В.Ф. Дозиметрия электронного излучения. М.: Атомиздат, 1974. 232 с.