

8. Деревянко В. А., Славин В. С., Соколов В. С. Магнитогидродинамический генератор электроэнергии на продуктах газификации бурых углей // ПМТФ.— 1980.— № 5.
9. Васильев Е. Н., Деревянко В. А., Славин В. С. Стабилизированный токовый слой // ТВТ.— 1986.— Т. 24, № 5.
10. Немчинов И. В. Об осредненных уравнениях переноса излучения и их использовании при решении газодинамических задач // ПММ.— 1970.— Т. 34, вып. 4.
11. Соколова И. А. Коэффициенты переноса и интегралы столкновений воздуха и его компонент // Физическая кинетика.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1974.
12. Авилова И. В., Биберман Л. М. и др. Оптические свойства горячего воздуха.— М.: Наука, 1970.
13. Derevyanko V. A., Sokolov V. S. et al. Experimental investigations of self-maintained current layer in MHD channel // 9th Intern. conf. on MHD electrical power generation.— Tsukuba, Japan, 1986.— V. 4.
14. Гриднев Н. П., Кацнельсон С. С., Фомичев В. П. Неоднородные МГД-течения с Т-слоем.— Новосибирск: Наука, 1984.
15. Соснин Н. В., Фаворский А. П. Установившиеся магнитогидродинамические структуры Т-слоя.— М., 1976.— (Препринт/Ин-т прикл. математики АН СССР; № 64).
16. Троготт С. Потенциал радиационного теплового потока для несерого газа // РТК.— 1966.— Т. 4, № 3.
17. Васильев Е. Н., Овчинников В. В., Славин В. С. Диаграмма состояний стабилизированного токового слоя в канале МГД-генератора // ДАН СССР.— 1986.— Т. 290, № 6.

Поступила 8/IV 1987 г.

УДК 537.52

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРИКАТОДНОЙ ОБЛАСТИ СТАЦИОНАРНОГО ТЛЕЮЩЕГО САМОСТОЯТЕЛЬНОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

В. А. Швейгерт, И. В. Швейгерт

(Новосибирск)

Как известно [1], прикатодная область — наиболее существенная часть газового разряда, обеспечивающая само существование разряда. Большая величина и сильная неоднородность электрического поля в катодной области (КО) приводят к нелокальной зависимости функции распределения электронов (ФРЭ) от напряженности электрического поля [2], что существенно усложняет исследование КО. В настоящее время не существует самосогласованного анализа КО, учитывающего нелокальность ФРЭ и взаимосвязь различных частей КО — катодного слоя, отрицательного тлеющего свечения и фарадеева темного пространства. В [3, 4], где слой изучался в наиболее полной постановке задачи, рассматривались короткие разрядные промежутки, когда область малых полей практически отсутствует. В данной работе излагается модель, позволяющая самосогласованным образом исследовать прикатодную область. Проводится краткий анализ полученных результатов и сравниваются теоретические и экспериментальные данные для разряда в гелии.

Рассмотрим случай невысоких катодных падений напряжения ($U_K \leq \leq 500$ В) и средних концентраций атомов газа ($N \sim 10^{16} - 10^{17}$ см⁻³), когда можно пренебречь процессами с участием быстрых ионов и нейтралов (прямая ионизация газа, кинетическое выбивание электронов из катода), нагревом газа, ступенчатыми процессами и т. д. Рождение заряженных частиц в объеме происходит при столкновениях электронов с атомами газа в основном состоянии, а уничтожение — за счет выноса на электроды и стенки разрядной камеры. Поскольку сечение образования k -зарядных ионов уменьшается примерно как $1/I_k^2$ (I_k — потенциал ионизации [5]), то доля многозарядных ионов ($k \geq 2$) мала, что подтверждается экспериментальными данными [6]. Электроны на катоде рождаются за счет потенциальной ионно-электронной эмиссии с коэффициентом γ_i , не зависящим от энергии иона [7].

Таким образом, разряд описывается уравнением Пуассона для потенциала электрического поля ϕ и кинетическими уравнениями для функции распределения электронов и атомарных однозарядных ионов. Основной процесс рассеяния ионов в собственном газе — симметричная перезарядка [5], а длина свободного пробега иона при небольших значениях U_K много меньше толщины катодного слоя. Поэтому движение ионов

удовлетворительно описывается в рамках диффузионно-дрейфового приближения [8], что подтверждается результатами расчетов функции распределения ионов [9].

При расчете ФРЭ в сильно неоднородных полях наиболее экономичен метод Монте-Карло [2]. Скорость направленного движения в области малых полей (ОМП) резко уменьшается, и статистическое моделирование траекторий низкоэнергетических электронов в ОМП приводит к большим затратам машинного времени. Кроме того, возникают серьезные трудности при самосогласованном решении всей системы уравнений в квазинейтральной плазме. Поэтому до настоящего времени не удалось рассчитать и объяснить характер ФРЭ в области малых полей [1, 10]. Из экспериментов [11, 12] известно, что в ОМП электроны можно условно разделить на три группы — первичные электроны, энергия которых больше порога возбуждения атомов, вторичные с энергией $\sim 5-10$ эВ и конечные с температурой $T_e \sim 1$ эВ (концентрация этих электронов соответственно n_5 , n_6 , n_k). Первичные электроны, набравшие энергию в катодном слое, отвечают за ионизацию и возбуждение газа в ОМП, а проводимость газа полностью определяется конечными ($n_k \gg n_6 \gg n_5$) электронами [13].

Потери энергии первичными электронами в неупругих процессах в ОМП превосходят энергию, набираемую в электрическом поле. Концентрация быстрых электронов экспоненциально уменьшается на длине отрицательного тлеющего свечения. Формируется группа вторичных электронов с энергией, меньшей потенциала возбуждения атома. Их энергия релаксирует в упругих столкновениях с частотой ν_y , в межэлектронных столкновениях с частотой ν_{ee} , причем $\nu_{ee} > 2m\nu_y/M$ (m , M — масса электрона и атома). Механизм обмена энергией между вторичными и конечными электронами до конца не ясен [1]. По-видимому, функция распределения вторичных электронов определяется их уходом на стенки трубки, так как потенциальный барьер на стенках для них недостаточно высок.

По оценкам [1] для конечных электронов $\nu_{ee} \gg 2m\nu_y/M$, так как сечение межэлектронных столкновений $1/\epsilon^2$ (ϵ — энергия электрона) и функция распределения конечных электронов близка к максвелловской.

Возможность разделить электроны на группы позволила использовать в ОМП «гибридную» модель разряда, когда высокоэнергетическая часть ФРЭ описывается кинетическим уравнением, а низкоэнергетическая — диффузионно-дрейфовым приближением. Траектория электрона, стартующего с катода ($z = 0$), прослеживается методом Монте-Карло вплоть до $z = z_*$. При $z > z_*$ напряженность электрического поля мала и моделирование траектории проводится до тех пор, пока энергия электрона не станет меньше порога возбуждения атома. Далее электрон считается конечным и движется в диффузионно-дрейфовом приближении. Концентрация конечных электронов включает и вторичные электроны. Температура конечных электронов не определяется в рамках данной модели, а задается как внешний параметр, который необходимо брать из эксперимента.

При моделировании ФРЭ используем следующие приближения — упругое рассеяние происходит изотропно; при неупругих соударениях электрон не меняет направления движения; электроды и стенки разрядной камеры считаются абсолютно поглощающими для электронов. Учет анизотропии по углам при рассеянии электронов несущественно влияет на ФРЭ [2].

Ниже рассматривается разряд в газоразрядных трубках, где получена наиболее полная экспериментальная информация о свойствах прикатодной области. Экспериментальные данные [14] показывают, что радиальный профиль концентрации заряженных частиц неплохо описывается функцией Бесселя нулевого порядка. Поэтому можно использовать одномерную модель разряда, вводя эффективное время ухода заряженных частиц на стенки трубки $1/\tau_a = D_a(2,4/R)^2$ (D_a — коэффициент амбиполярной диффузии, R — радиус трубки). Следует отметить, что боль-

шинство двумерных моделей (предполагается аксиальная симметрия) [1, 10] при разделении переменных сводятся к одномерным. В [15] при описании плазмы в ОМП в приближении квазинейтральности используется чисто двумерная модель, однако распределение высокоэнергетических электронов задается феноменологически.

Учитывая сделанные приближения, запишем систему уравнений в развернутом виде

$$(1) \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 4\pi e (n_e - n_i), \quad E = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad n_e = n_k + n_b;$$

$$(2) \quad -\frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_e E n_k + D_e \frac{\partial n_k}{\partial z} \right) = S_t - \frac{n_k}{\tau_a};$$

$$(3) \quad -\frac{\partial}{\partial z} \left(-\mu_i E n_i + D_i \frac{\partial n_i}{\partial z} \right) = S_i - \frac{n_i}{\tau_a};$$

$$(4) \quad v\mu \frac{\partial \psi}{\partial Nz} + v \sqrt{1 - \mu^2} \left(\cos \theta \frac{\partial \psi}{\partial Nx} + \sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial Ny} \right) - \\ - \frac{eE}{N} \left(\frac{1}{p} \frac{\partial}{\partial \mu} (1 - \mu^2) \psi + \mu \frac{\partial}{\partial \varepsilon} v \psi \right) = - \sum v \psi + \\ + \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \sigma_{tr}(\varepsilon + \delta\varepsilon) v(\varepsilon + \delta\varepsilon) \psi(\varepsilon + \delta\varepsilon, \mu, \theta) d\mu +$$

$$+ 2 \int_{\varepsilon+I}^{\infty} \sigma_i(\varepsilon') v(\varepsilon') \psi(\varepsilon') W(\varepsilon, \varepsilon') d\varepsilon' + \sum_k \sigma_k(\varepsilon + \Delta\varepsilon_k) v(\varepsilon + \Delta\varepsilon_k) \psi(\varepsilon + \Delta\varepsilon_k) - \\ - \frac{v\psi}{l}, \quad n_b = \langle \psi \rangle_z, \quad S_i = \langle \sigma_i v \psi \rangle_z, \quad S_t = \left\langle \frac{v}{l} \psi \right\rangle, \quad \Sigma = \sigma_{tr} + \sigma_i + \sum_k \sigma_k.$$

Рассмотрим постановку граничных условий. Стартующие с катода электроны прослеживаются методом Монте-Карло, и ток конечных электронов на катоде равен нулю: $\mu_e E n_k + D_e \partial n_k / \partial z|_{z=0} = 0$. Движение ионов в катодном темном пространстве носит «эстафетный» характер. При соударении иона с нейтральным атомом происходит перезарядка и образуется быстрый нейтральный атом и практически неподвижный ион, который начинает ускоряться. Расчет движения ионов в диффузионно-дрейфовом приближении с граничным условием $\partial n_i / \partial z|_{z=0} = 0$ дает хорошее согласие с результатами расчета движения ионов методом Монте-Карло [16]. В области больших полей диффузия ионов несущественна, так как дрейфовая скорость во много раз превышает тепловую (температура ионов T_i равна температуре газа T_g). Формулировка граничного условия для ионов на катоде сказывается только через диффузионный член и может быть достаточно произвольной.

Гидродинамические граничные условия на аноде $n_k|_{z=d} = 0$, $n_i|_{z=d} = 0$, предложенные в [17], позволяют корректно описывать весь межэлектродный промежуток, кроме анодного слоя толщиной порядка длины свободного пробега электронов и ионов. Для потенциала задавались обычные граничные условия $\varphi|_{z=0} = 0$, $\varphi|_{z=d} = U_p$.

В соответствии с экспериментальными данными [18, 19] ФРЭ вторичных электронов на катоде аппроксимировалась следующим образом:

$$\psi(z=0, x, y, \varepsilon, \mu, \theta) = \begin{cases} A\mu \sin(\pi\varepsilon/(I - 2\delta\varphi)), & \varepsilon < I - 2\delta\varphi, \\ 0, & \varepsilon > I - 2\delta\varphi. \end{cases}$$

Здесь константа A определяется из условия

$$\frac{1}{2} \int_0^{\infty} d\varepsilon \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^1 \mu v \psi d\mu|_{z=0} = \gamma_i \mu_i E n_i|_{z=0}.$$

В уравнениях (1)–(4) σ_{tr} — транспортное сечение рассеяния; $n_e, n_i, \mu_e, \mu_i, D_e, D_i$ — концентрации, подвижности и коэффициенты диффузии электронов и ионов; S_i, S_e — скорости ионизации газа и термализации первичных электронов; σ_i, σ_k — сечение ионизации и возбуждения k -го уровня; $I, \Delta\epsilon_k$ — потенциал ионизации и возбуждения k -го уровня; d — межэлектродное расстояние; U_p — падение напряжения на разряде; $\delta\phi$ — работа выхода электрона из катода; ϵ, p, v — энергия, импульс и скорость электронов; $\delta\epsilon = 2m/M(1 - \cos\eta)\epsilon$ (η — угол рассеяния); $W(\epsilon', \epsilon)$ — вероятность рождения при ионизации электрона с энергией ϵ ($\int_0^{\epsilon-I} W(\epsilon', \epsilon) d\epsilon = 1$); $(1/2)\psi(\epsilon, \mu, \theta, r)d\epsilon d\mu d\theta$ — количество электронов в фазовом интервале $(1/2)d\epsilon d\mu d\theta$; μ — косинус угла между направлением скорости электрона с осью Oz ; θ — угол между осью Ox и поперечной к полю компонентой скорости электрона; $l = \lambda/10$ (λ — длина свободного пробега электрона относительно упругих соударений).

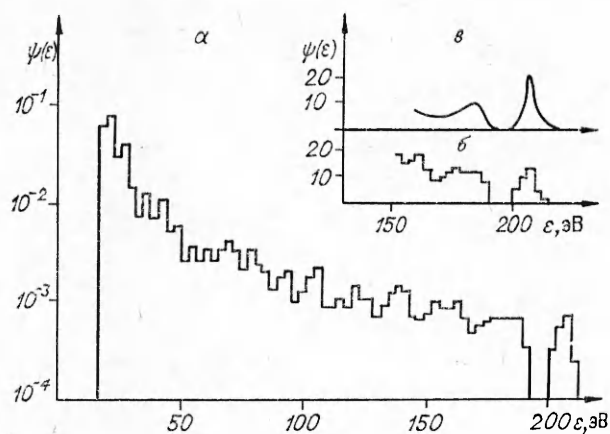
Необходимо подчеркнуть, что различное описание высокоэнергетической части ФРЭ в области малых полей предложено еще в [20, 21] и использовалось авторами при теоретическом анализе отрицательного тлеющего свечения [1, 10]. При этом уравнения (1)–(3) решались в приближении квазинейтральности:

$$(5) \quad -\frac{\partial^2 n_i}{\partial z^2} = \frac{S_i}{D_a} - \frac{n_i}{\tau_a D_a}, \quad E = -\frac{j - j_B}{\mu_e n_i} - T_e \frac{\partial \ln n_i}{\partial z}$$

(j, j_B — плотность тока разряда и первичных электронов). На границе между катодным слоем и отрицательным тлеющим свечением задавалось условие $n_i = n_0$, где n_0 либо бралось из эксперимента, либо полагалось равным нулю. Распределение скорости ионизации газа и плотности тока первичных электронов задавалось феноменологически, обычно экспоненциально спадающим к аноду [22].

Использование уравнений (1)–(4) позволяет отказаться от этих приближений и самосогласованным образом (при известных значениях μ_e, D_e) рассчитать структуру разряда. Поскольку коэффициент электронной теплопроводности существенно (в μ_e/μ_i раз) больше коэффициента амбиполярной диффузии, температура конечных электронов T_e изменяется в разрядном промежутке гораздо слабее, чем концентрация [11, 23]. Поэтому μ_e, D_e считаются постоянными: $N\mu_e = 3,54 \cdot 10^{22} (\text{с} \cdot \text{см} \cdot \text{В})^{-1}$ [24], $D_e = \mu_e T_e$. Как показывают качественный анализ (5) и результаты численных расчетов [9], погрешность в задании T_e незначительно влияет на параметры разряда в области больших полей. В то же время из (5) видно, что уменьшение температуры конечных электронов должно приводить к увеличению их концентрации при неизменном виде пространственного распределения. Соответственно напряженность поля в ОМП уменьшается с понижением T_e . Поскольку в (1)–(4) не учитывается ионизация газа конечными электронами, то модель (1)–(4) не описывает переход от темного фарадеева пространства к положительному столбу.

Алгоритм, используемый при моделировании ФРЭ, подробно описан в [2]. Сечение ионизации бралось из данных [25], распределение $W(\epsilon', \epsilon)$ — из [26], транспортное сечение рассеяния — из [2], $\delta\phi = 4,5$ эВ. Совокупность реальных электронных состояний в гелии заменялась метастабильным уровнем ($\Delta\epsilon_1 = 19,82$ эВ) и эффективным уровнем ($\Delta\epsilon_2 = 21,45$ эВ), объединяющим остальные уровни [27]. Сечения возбуждения брались такие же, как в [27]. Тестовые расчеты ФРЭ в линейно спадающем поле показали хорошее согласие с результатами [2], где учитывались 22 уровня в гелии. Для решения уравнений (2), (3) использовалась монотонная консервативная схема Гуммеля — Шарфетера [28], обладающая хорошей точностью при больших градиентах решения. Решение системы нелинейных разностных уравнений, отвечающих (1)–(3), находилось методом Ньютона при помощи векторной прогонки. Для



Р и с. 1

на катоде простыми итерациями (обычно требуется 2—3 итерации) находят решение всей системы уравнений (1)—(4) и коэффициент γ'_i , связывающий ток ионов и электронов на катоде. Далее ток вторичных электронов на катоде изменяется так, чтобы значение γ'_i отвечало заданному γ_i . Погрешность итераций самосогласования $\gamma_i \sim 10\%$ находилась в пределах статистической ошибки метода Монте-Карло, где обычно использовалось $\sim (3-10) \cdot 10^3$ траекторий. Полное время расчета одного варианта на БЭСМ-6 находится в пределах 1—2 ч машинного времени.

Довольно подробное исследование ФРЭ в гелии для линейно спадающего поля проведено в [2]. Как показано ниже, такая аппроксимация поля неплохо согласуется с результатами самосогласованных расчетов. Поэтому здесь рассмотрим только соответствие между теоретическими и экспериментальными данными о высокоэнергетической части ФРЭ в области малых полей. Измерения ФРЭ в гелии на аноде, который располагался на различных расстояниях от катода, проведены в [2]. Вид ФРЭ, полученной теоретически (а, б) и экспериментально (в) при давлении газа $p = 2 \cdot 10^3$ Па, $d = 0,1$ см, $U_p = 200$ В, $j = 8 \cdot 10^{-3}$ А/см², $R \approx 0,6$ см, приведен на рис. 1. В эксперименте межэлектродное падение напряжения равнялось 270 В, однако примерно 70 В приходилось на прианодный скачок потенциала, обусловленный наличием изолирующей пленки на аноде [29]. Поэтому, согласно [29], измеренная ФРЭ сдвинута на 70 В по оси энергии. Отметим, что в данных расчетах фиксировались параметры U_p и j_i , учитывалось отражение высокоэнергетических ($\epsilon > 50$ эВ) электронов от анода с коэффициентом отражения из [30]. Коэффициент вторичной эмиссии, полученный при самосогласованном расчете, равен 0,25. Данные о γ_i для ионов гелия на стальном катоде, используемом в эксперименте, нам неизвестны. Укажем для сравнения, что $\gamma_i(T_a) = 0,14$ [31], $\gamma_i(W) = 0,29$ [32], $\gamma_i(N_i) = 0,16$ [33] для атомарно-чистых поверхностей. Из рис. 1 видно, что согласие между расчетом и экспериментом вполне удовлетворительное. Характерная особенность ФРЭ — наличие изолированной группы электронов с энергией, превышающей межэлектродное падение напряжения, — сохраняется и при других параметрах разряда. Электроны в этой группе не испытали ни одного неупругого соударения в разрядном промежутке и характерный разброс по энергиям $\sim \bar{i} - 2\delta\phi$ определяется распределением вторичных электронов на катоде. Основная часть электронов испытала, по крайней мере, одно неупругое столкновение. В диапазоне энергий 50—190 эВ ФРЭ сравнительно медленно уменьшается с увеличением энергии, что согласуется с экспериментальными данными [29].

Измерения распределения электрического поля в гелии при аномальном режиме горения разряда проводились в [34] при давлениях газа $p =$

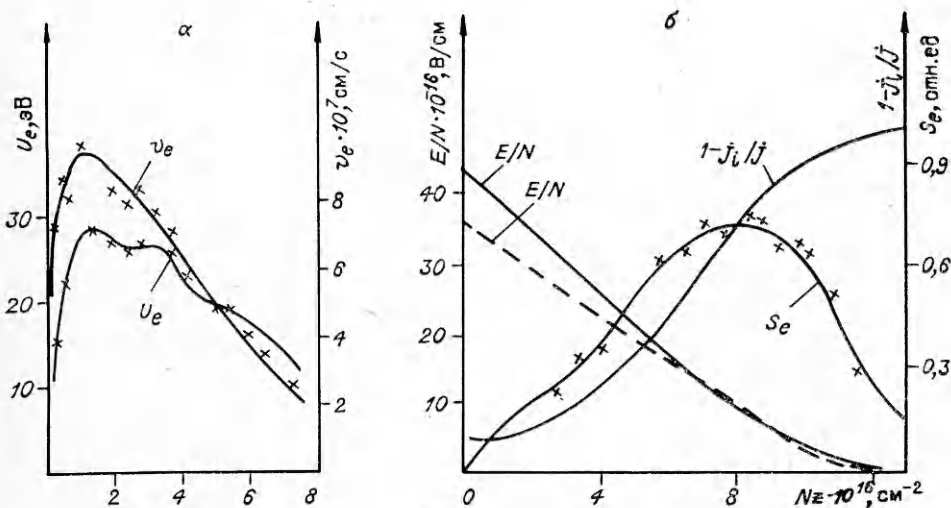
коэффициентов μ_i , D_i использовались аппроксимации [8]. Положение точки z_* выбиралось на левой границе ОМП и незначительно сказывалось на результатах. Различные алгоритмы самосогласования при решении (1)—(4) обсуждаются в [4]. В данной работе параметр γ_i фиксировался и применялась следующая методика. При фиксированном значении тока вторичных электронов на

Номер варианта	$j, \text{ А/см}^2$	$U_p, \text{ В}$	$E_R, \text{ В/см}$	$d_R, \text{ см}$	$d_s, \text{ см}$	N_R, N_s		M_e	M_i	$N_i, \%$
						%				
1	$2,55 \cdot 10^{-6}$	237	156	2,83	2,26	24	120	11,7	7,46	100
2	$1,28 \cdot 10^{-5}$	270	319	1,55	1,42	15	175	10,4	9,03	93
3	$6,38 \cdot 10^{-5}$	370	648	0,88	1,08	8	160	9,0	11,4	78

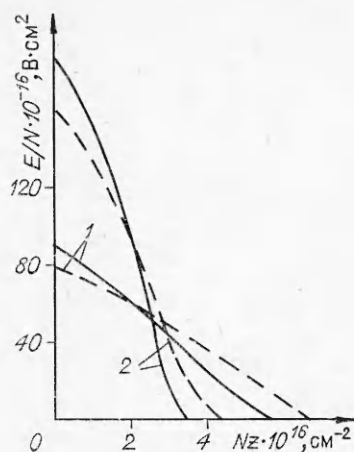
$= 13-133 \text{ Па}$ в газоразрядной трубке диаметром 10 см и длиной 40 см . Поскольку модель (1)–(4) не описывает положительный столб, длина межэлектродного зазора выбиралась меньше, чем в эксперименте ($d = 5 \text{ см}$). Предварительно проверялось, что положение анода не влияет на параметры катодного слоя и отрицательного свечения. Коэффициент вторичной эмиссии $0,12$, давление газа 133 Па . В [34] измерение T_e не проводилось. Из [35] известно, что T_e слабо зависит от плотности тока и увеличивается с уменьшением давления газа и радиуса трубки, а характерные значения ее $0,04-0,6 \text{ эВ}$. В данной работе полагалось $T_e = 0,4 \text{ эВ}$. При росте T_e в 5 раз изменение параметров катодного слоя (U_R , напряженность поля на катоде E_R) находилось в пределах погрешности самоогласования. Сравнение с экспериментом проводилось при одинаковых плотностях тока.

В таблице приведены некоторые результаты расчетов: N_s — количество быстрых электронов, ушедших на стенки трубки, d_R — толщина катодного слоя, полученная при линейной интерполяции поля к нулевому значению, d_s — положение максимума скорости возбуждения газа, N_R — процент электронов, рассеянных обратно на катод, M_e, M_i — количество возбуждений и ионизаций в объеме, N_i — процент ионов, приходящих на катод, N_s, M_e, M_i рассчитаны на один электрон, вылетающий с катода.

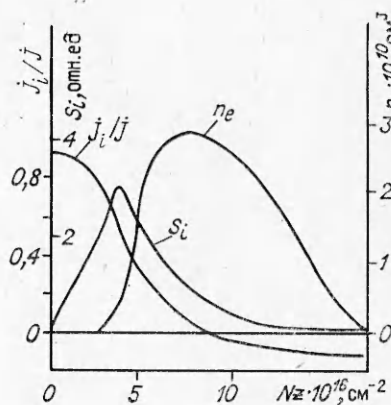
При наименьших плотностях тока (вариант 1), используемых в эксперименте, катодное падение напряжения близко к нормальному. Из рис. 2, а (вариант 1) видно, что уже в слабоаномальном режиме средняя скорость v_e и энергия U_e электронов в катодном слое нелокально зависят от напряженности поля. Отрицательное свечение, соответствующее максимальным значениям скорости возбуждения газа S_e (рис. 2, б), расположено в области больших полей. Поэтому искусственное разделение прикатодной области на темный катодный слой и отрицательное свечение, предполагающее различное описание этих областей, для слабоаномальных режимов неприемлемо. Как показывает пространственное распределение плотности тока ионов j_i (рис. 2, б), практически все ионы рождаются в об-



Р и с. 2



Р и с. 3



Р и с. 4

ласти больших полей и приходят на катод (см. таблицу). Измеренное (штриховая линия) и рассчитанное (сплошная) распределения электрического поля близки к линейному, максимальное отличие теории от эксперимента ($\sim 20\%$) получается на катоде (рис. 2, здесь и ниже приводится абсолютная величина поля).

Неплохое согласие теории (сплошная линия) с экспериментом (штриховая) остается и при увеличении плотности тока (рис. 3, где 1 — вариант 2, 2 — вариант 3). В аномальном режиме горения разряда отрицательное тлеющее свечение перемещается в область малых полей. Профиль скорости ионизации газа S_i (рис. 4, вариант 3) близок к профилю скорости возбуждения, и значительная доля ионов рождается в ОМП, причем только часть из них достигает катода. При $U_p = 370$ В примерно половина ионов приходит на катод из области малых полей (рис. 4, распределение j_i). Концентрация электронов в ОМП имеет хорошо известный из экспериментов [10] максимум, примерно пропорциональный температуре конечных электронов. Поле в отрицательном свечении меняет знак, и для электронов образуется потенциальная яма, глубина которой пропорциональна T_e .

ЛИТЕРАТУРА

1. Грановский В. А. Электрический ток в газах. Установившийся ток.— М.: Наука, 1971.
2. Boeuf J. P., Marode E. A Monte-Carlo analysis of an electron swarm in a nonuniform field: the cathode region of a glow discharge in helium // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1982.— V. 15.— P. 2169.
3. Segre P., Yousfi M., Marode E. A self consistent microscopic study of the cathodic zone of helium-mercury discharge // 6th Intern. Conf. Gas Discharges and their Appl.— Edinburg, 1980.— Pt 2.
4. Boeuf J. P., Marode E. et al. Electron and ion behaviour in the cathode region of a discharge studied by Monte-Carlo techniques // Idem.
5. Смирнов Б. М. Ионы и возбужденные атомы в плазме.— М.: Атомиздат, 1974.
6. Бондаренко А. В. Масс-энергетический анализ ионов в прикатодной области аномального тлеющего разряда // ЖТФ.— 1973.— Т. 43, вып. 4.
7. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металлов.— М.: Мир, 1976.
8. Мак-Даниэль И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах.— М.: Мир, 1976.
9. Гадияк Г. В., Насыров К. А., Швейгерт В. А., Ууэмаа О. У. Математическое моделирование газоразрядных лазеров.— Новосибирск, 1985.— (Препринт/ИТПМ СО АН СССР; № 30—80).
10. Блиндерман М. С. Катодные части тлеющего разряда (современное состояние вопроса).— М., 1983.— (Препринт/Ин-т проблем механики; № 216).
11. Pringle D. H., Farvis W. E. J. Electron groups in the helium negative glow // Phys. Rev.— 1955.— V. 96.— P. 836.
12. Anderson J. M. Ultimate and secondary electron energies in the negative glow of a cold-cathode discharge in helium // J. Appl. Phys.— 1960.— V. 31.— P. 511.

13. Franck G., Schlosser E. Elektronengruppen, ihre Temperaturen und Dichten im difusion- und recombinationsbestimmten H_2 -Glimmlicht // Z. Physik.— 1969.— Bd 224.— S. 222.
14. Woolsey G. A., Reynolds R. M. et al. The negative glow and Faraday dark space in near normal neon discharges // Intern. J. Electr.— 1969.— V. 26.— P. 505.
15. Heisen A., Wunderer B. Eine phenomenologische Theorie des negativen glimmlightsanomalien Glimmentladungen unter Berücksichtigung der Volumenrekombination // Z. Physik.— 1969.— Bd 224.— S. 237.
16. Швейгерт В. А., Швейгерт И. В. Катодная область тлеющего разряда в инертных газах // Мощные CO_2 -лазеры для плазменных экспериментов и технологии.— Новосибирск, 1986.
17. Чекарев И. В. Тепловые граничные условия для электронов в слабоионизованном газе около каталитической стенки // ЖТФ.— 1981.— Т. 51, вып. 8.
18. Hagstrum H. D. Theory of Auger ejection of electrons from metals by ions // Phys. Rev.— 1954.— V. 96.— P. 336.
19. Abbot R. C., Berry H. W. Measurement of the angular distribution of electrons ejected from tungsten by helium ions // J. Appl. Phys.— 1959.— V. 30.— P. 871.
20. Weizel W., Rompe R., Schon M. Theorie der kathodischen Entladungsteile einer Niederdruckentladung. II. Das Glimmlicht // Z. Physik.— 1939.— Bd 133.— S. 87.
21. Scherzen O. Theorie der Glimmentladung // Arch. Elektrotechn.— 1939.— Bd 33.— S. 207.
22. Welhelm J., Kind W. Zur Theorie des Glimmlights einer Niederdruckentladung // Beitr. Plasmaphys.— 1965.— Bd 5.— S. 395.
23. Солнцев Г. С., Орлов А. И., Довженко В. А. О механизме установления функции распределения электронов по энергиям в плазме отрицательного тлеющего свечения тлеющего разряда // Радиотехника и радиоэлектроника.— 1970.— Т. 15, вып. 9.
24. Ward A. L. Calculations of cathode-fall characteristics // J. Appl. Phys.— 1962.— V. 33.— P. 2789.
25. Rapp D., Englander-Golden P. Total cross sections for ionization and attachment in gases by electron impact. I. Positive ionization // J. Chem. Phys.— 1965.— V. 43.— P. 464.
26. Green A. E. S., Sawada T. Ionization cross sections and secondary electron distribution // J. Atmos. Terr. Phys.— 1972.— V. 34.— P. 1719.
27. Tran Ngoc An, Marode E., Johnson P. C. Monte-Carlo simulation of electron within the cathode fall of a glow discharge in helium // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1977.— V. 10.— P. 2317.
28. Scharfetter D. L., Gummel H. K. Large-signal analysis of a silicon read diode oscillator // IEEE Trans. on Electr. Dev.— 1969.— V. ED-16, N 1.
29. Gill P., Webb C. E. Electron energy distribution in the negative glow and their relevance to hollow cathode lasers // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1977.— V. 10.— P. 299.
30. Таблицы физических величин/Под ред. И. К. Кикоина.— М.: Атомиздат, 1976.
31. Hugstrum H. D. Electron ejection from Mo by He^+ , He^{++} , He_2^+ // Phys. Rev.— 1953.— V. 89.— P. 244.
32. Hugstrum H. D. Auger ejection of electrons from molybdenum by noble gas ions // Phys. Rev.— 1956.— V. 104.— P. 672.
33. Takeishi Y. A note on the normal cathode fall in the glow discharges in inert gases // J. Phys. Soc. Japan.— 1958.— V. 13.— P. 767.
34. Warren R. Field measurement in glow discharges with a refined electron beam probe and automatic recording // Phys. Rev.— 1955.— V. 98.— P. 1650.
35. Franck G., Held K., Pfeil H. D. Velocity distribution of plasma electron in the negative H_2 - and He-glow with superimposed longitudinal magnetic field // Z. Physik.— 1972.— Bd 256.— S. 73.

Поступила 12/III 1987 г.

УДК 537.529

К АСИМПТОТИЧЕСКОЙ КИНЕТИКЕ ТЕПЛОГО ПРОБОЯ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Ю. Н. Вершинин, А. С. Плешанов

(Москва)

Тепловой пробой твердых диэлектриков упрощенно включает 3 стадии: 1) разогрев твердой фазы до температуры эффективного фазового перехода T_* ; 2) изотермический переход к проводящей газообразной фазе; 3) течение последней фазы. Полагая электрический потенциал ϕ проводящей фазы постоянным, имеем право считать, что приток энергии за счет джоулевой диссипации реализуется только в первых двух стадиях. Рас-