

УДК 537.5

В.Ю. КОЖЕВНИКОВ, А.В. КОЗЫРЕВ*, Н.С. СЕМЕНЮК***

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Представлены результаты численного моделирования процесса формирования объемного разряда в газе высокого давления. Процессы, протекающие в газоразрядном промежутке, описывались системой одномерных гидродинамических уравнений в частных производных. Наряду с дрейфовым движением электронов и ионов рассматривались процессы ударной ионизации, объемной рекомбинации, диффузии заряженных частиц и вторичные эмиссионные процессы на электродах. Уравнения непрерывности решались численными методами, а электрическое поле рассчитывалось из аналитического решения уравнения Пуассона. Модель позволяет описать все стадии эволюции низкотемпературной плазмы, включая формирование структуры катодного и анодного слоев. Приведен пример расчета применительно к разряду в азоте.

Ключевые слова: объемный газовый разряд высокого давления, прикатодное падение потенциала.

Введение

В настоящее время существуют три подхода для численного моделирования плазмы: кинетический, при котором численно решаются уравнения Больцмана либо напрямую, либо с использованием метода макрочастиц с учетом столкновений по методу Монте-Карло [1, 2], гидродинамический, при котором численно решаются уравнения для нескольких первых моментов уравнения Больцмана [2, 3], и гибридные методы [4]. Выбор модели определяется длиной свободного пробега для каждого сорта частиц. Гидродинамическое описание требует, чтобы характерные масштабы неоднородностей разряда значительно превосходили соответствующие длины свободных пробегов частиц. Иначе следует использовать кинетический подход. Для численного моделирования разрядов, при давлениях порядка атмосферного, обычно используются гидродинамические и гибридные модели. В основном – дрейфово-диффузионное приближение, которое включает в себя уравнения непрерывности для соответствующих сортов частиц с ненулевыми правыми частями, описывающими рождение и гибель частиц, а также уравнение Пуассона для электростатического потенциала.

В работе приведены результаты численного моделирования развития тлеющего разряда в широком диапазоне давлений в одномерной геометрии, при использовании метода конечных объемов. Данная постановка задачи позволяет проследить общие закономерности формирования стационарного состояния газового разряда.

Постановка задачи

Одномерные дрейфово-диффузионные потоки имеют следующий вид:

$$\Gamma_e = -\mu_e n_e E - D_e \frac{\partial n_e}{\partial x}, \quad \Gamma_i = \mu_i n_i E - D_i \frac{\partial n_i}{\partial x}, \quad (1)$$

где n_e , n_i – плотности электронов и ионов; μ_e , μ_i – подвижности электронов и ионов; D_e , D_i – коэффициенты диффузии электронов и ионов соответственно; E – напряженность электрического поля.

Запишем соответствующие потокам уравнения непрерывности

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_e}{\partial x} = -\beta n_i n_e + \alpha \mu_e |E| n_e, \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_i}{\partial x} = -\beta n_i n_e + \alpha \mu_i |E| n_i, \quad (2)$$

где β – коэффициент трёхчастичной рекомбинации; α – коэффициент ионизации, рассчитываемый согласно формуле Таунсенда

$$\frac{\alpha}{P} = A \exp\left(-\frac{B}{E/P}\right), \quad (3)$$

где P – давление газа; A , B – константы, зависящие от рода газа и отношения E/P .

Система уравнений (2) дополняется одномерным уравнением Пуассона для электрического потенциала и выражением для вычисления напряжённости поля

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \frac{q}{\varepsilon_0} (n_e - n_i), \quad E = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad (4)$$

где φ – электрический потенциал; ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума; q – абсолютная величина заряда электрона.

Граничные условия для системы (2) – (4) формулируются в терминах потоков. На катоде электронный поток определяется интенсивностью гамма-процессов, а ионный поток в точности равен дрейфовому потоку

$$\Gamma_e(0, t) = -\gamma \Gamma_i(0, t), \quad \Gamma_i(0, t) = \mu_i n_i(0, t) E(0, t), \quad (5)$$

где γ – постоянная вторичных процессов на катоде. В силу того что дрейфовый поток намного больше диффузионного, считаем, что на аноде электронный поток в точности равен дрейфовому, а поток ионов нулевой:

$$\Gamma_e(d, t) = -\mu_e n_e(d, t) E(d, t), \quad \Gamma_i(d, t) = 0, \quad (6)$$

где d – длина газоразрядного промежутка.

Для электрического потенциала граничные условия представляют собой обычные условия Дирихле на потенциалы

$$\varphi(0, t) = 0, \quad \varphi(d, t) = U(t) - I(t)R, \quad (7)$$

где $U(t)$ – напряжение источника; R – балластное сопротивление; $I(t)$ – ток разряда.

Общая процедура решения системы уравнений (2), (4) с граничными условиями (5) – (7) является численно-аналитической, так как ввиду одномерности можно решить уравнение Пуассона с граничными условиями точно, а численно решать только (2), используя решение для напряжённости поля

$$E(x, t) = -\frac{U(t) - I(t)R}{d} - \frac{q}{\varepsilon_0} \frac{1}{d} \int_0^x \int_0^x (n_+(x', t) - n_-(x', t)) dx' dx + \frac{q}{\varepsilon_0} \int_0^x (n_+(x', t) - n_-(x', t)) dx'. \quad (8)$$

Численное решение (2) связано с использованием процедуры дискретизации. Целью данного метода является перевод системы дифференциальных уравнений в частных производных в систему алгебраических уравнений. Результат решения полученных алгебраических уравнений – точное решение системы в заданных точках пространственно-временной сетки. Для дискретизации уравнений (2) применяется метод конечных объемов (Finite-Volume Method) [5]. Каждый из потоков (1) конструируется согласно схеме WENO (Weighted Essentially Non-Oscillatory) третьего порядка точности [6]. Частная производная в (1) заменяется алгебраической аппроксимацией согласно Методу линий (Method of Lines) [7].

Расчет происходит в среде Matlab. Вычисления проводятся для электрической схемы последовательно включенных источника напряжения, балластного сопротивления и газоразрядного промежутка. Расчетные коэффициенты берутся применительно к разряду в азоте.

Результаты численного моделирования

На рис. 1 приведены распределения плотностей электронов и ионов при численном моделировании развития тлеющего разряда в азоте при давлении 10 Торр, напряжении источника питания 961 В и балластном сопротивлении цепи 30 кОм. Аналогичные данные были получены для разрядов в широком диапазоне давлений от 1 до 100 Торр.

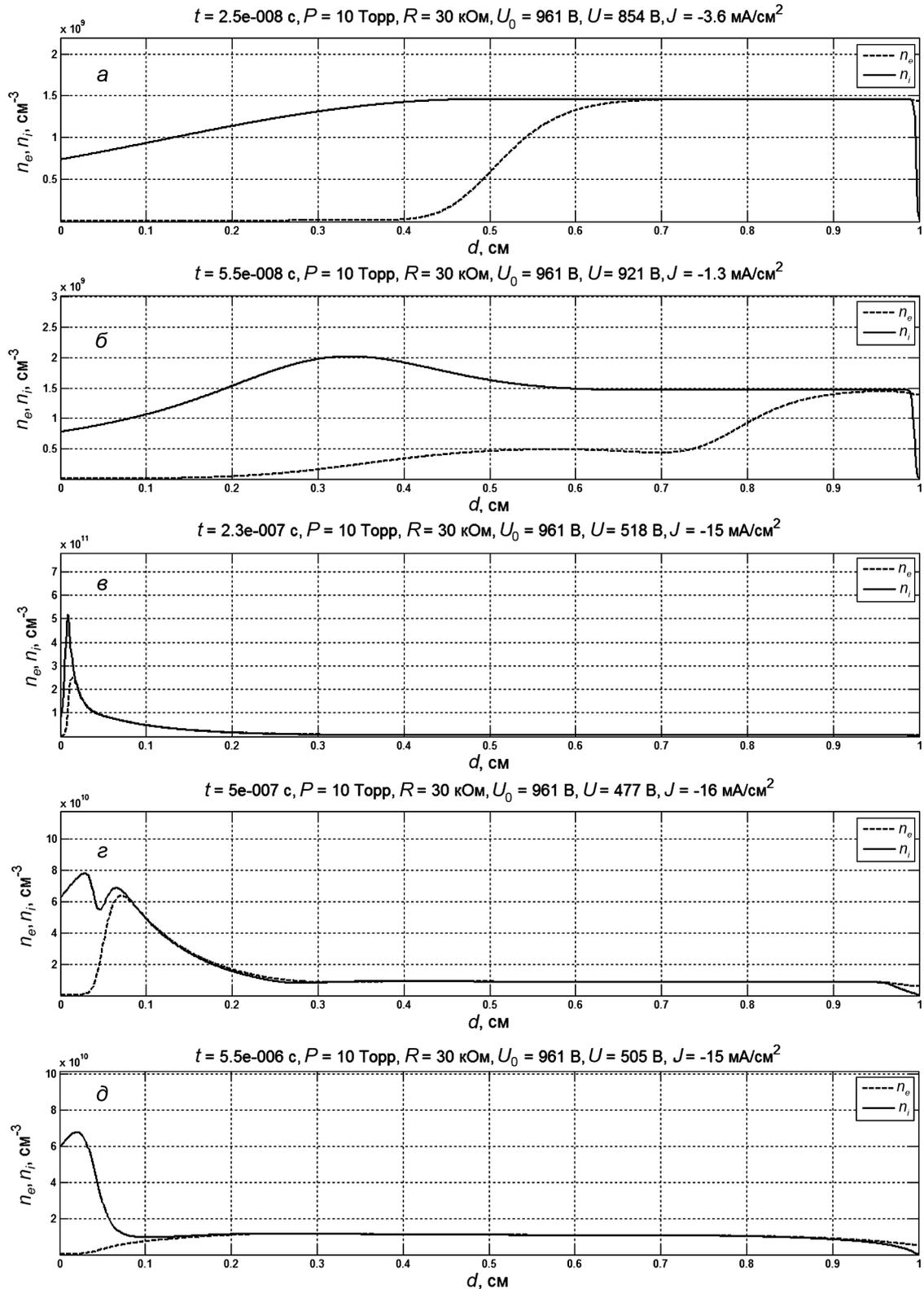


Рис. 1. Плотности электронов и ионов в различных фазах развития тлеющего разряда. Над рисунками указаны: текущее время, давление, нагрузочное сопротивление, напряжение источника, напряжение на промежутке, плотность тока

Процесс формирования состоит из следующих стадий: уход электронов на анод (рис. 1, а), в этот период незначительно увеличивается плотность тока; процесс ионизации в объеме газоразрядного промежутка (рис. 1, б), характеризуется падением плотности тока; ионизация в катодной области, скопление ионов около катода (рис. 1, в, г), здесь наблюдается резкий рост плотности тока; спад концентраций заряженных частиц и формирование стационарной структуры тлеющего

разряда (рис. 1, д), выделяется небольшим падением плотности тока и длительным временем релаксации.

Зависимость плотности тока от времени приведена на рис. 2. Она демонстрирует не только особенности коммутационной зависимости на стадии формирования, но и стремление системы к стационарному состоянию.

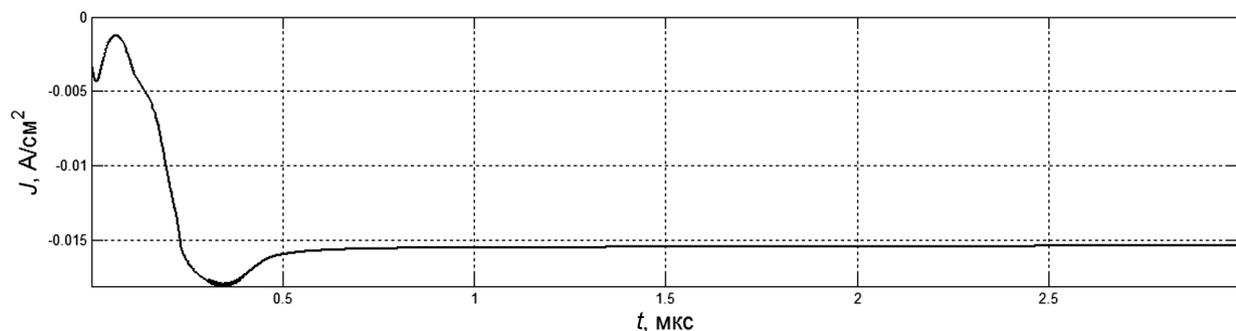


Рис. 2. Зависимость плотности тока разряда от времени

Выводы

В результате проведенной работы были получены данные, которые хорошо согласуются с теоретическими расчетами и экспериментальными измерениями, приведенными в публикациях [8]. Помимо этого, в процессе формирования структуры тлеющего разряда была выявлена особенность катодного слоя, показанная на рис. 1, з. На данном рисунке видно, что распределение концентраций ионов имеет два максимума, один из которых, в дальнейшем, спадает и переходит в положительный столб разряда. Данная особенность формирования разряда не фигурирует в теоретических построениях и является следствием решения гидродинамического уравнения непрерывности и уравнения Пуассона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Birdsall C. K. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1991. – V. 19. – P. 65–85.
2. Kim H. C., Iza F., Yang S. S., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2005. – V. 38. – P. R283–R301.
3. Georghiou G. E., Papadakis A. P., Morrow R., and Metaxas A. C. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2005. – V. 38. – P. R303–R328.
4. Kushner M. J. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2005. – V. 38. – P. 1633–1643.
5. Versteeg H. K., Malalasekera W. An introduction to computational fluid dynamics. The finite volume method. – USA, New York: Longman Scientific & Technical, 1995. – 257 p.
6. Xu-Dong Liu, Stanley Osher, and Tony Chan // J. Comput. Phys. – 1994. – No. 115. – P. 200–212.
7. William E. Schiesser, Graham W. Griffiths. A compendium of partial differential equation models. Method of Lines Analysis with Matlab. – USA, New York: Cambridge University Press, 2009. – 474 p.
8. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. – 3-е изд., испр. и доп. – Долгопрудный: Издат. дом «Интеллект», 2009. – 736 с.

*Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 30.12.13.

**Национальный исследовательский Томский государственный университет,
г. Томск, Россия

E-mail: kozyrev@to.hcei.tsc.ru

Козырев Андрей Владимирович, д.ф.-м.н., профессор, зав. лабораторией;

Кожевников Василий Юрьевич, к.ф.-м.н., науч. сотр.;

Семенов Наталья Степановна, бакалавр, студентка.