

УДК 539.9

¹С.К. Коданова*, ²С.В. Автаева, ¹А.И. Кенжебекова¹Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы²Кыргызско-Российский Славянский университет, Кыргызстан, г. Бишкек

E-mail:kodanova@mail.ru

Гидродинамическая модель барьерного разряда в ксеноне

Предложена одномерная гидродинамическая модель, позволяющая описывать однородный барьерный разряд в ксеноне. Получены электрические и кинетические характеристики барьерного разряда в ксеноне путем самосогласованного решения уравнения Больцмана для ФРЭЭ, уравнения непрерывности и уравнения Пуассона. Представлены пространственные распределения потенциала плазмы и распределение заряженных частиц, плотности тока и плотности поверхностного заряда на диэлектрическом барьере.

Ключевые слова: барьерный разряд, функция распределения электронов по энергиям, поверхностный заряд, плотность тока.

С.К. Қоданова, С.В. Автаева, А.И. Кенжебекова

Ксенондағы барьерлік разрядтың гидродинамикалық моделі

Ксенондағы біртекті барьерлік разрядты сипаттайтын бірөлшемді гидродинамикалық модель ұсынылды. ЭЭТФ-ге арналған Больцман тендеуін, үздіксіздік және Пуассон тендеулерін өзара келісілген түрде шешу жолымен барьерлік разрядтың электрлік және кинетикалық сипаттамалары алынды. Плазма потенциалының кеңістіктік таралуы және зарядталған бөлшектердің таралуы, ток тығыздығы мен диэлектрлік барьердегі беттік зарядтардың тығыздығының таралу графиктері көрсетілген.

Түйін сөздер: барьерлік разряд, электрондардың энергия бойынша таралу функциясы, беттік заряд, ток тығыздығы.

S.K. Kodanova, S.V. Avtaeva, A.I. Kenzhebekova

Hydrodynamic model of the barrier discharge in xenon

A one-dimensional hydrodynamic model that allows describing a homogeneous barrier discharge in xenon is proposed. Electric and kinetic characteristics of barrier discharge in xenon by self-consistent solution of the Boltzmann equation for EEDF continuity equation and Poisson's equation are obtained. The spatial distribution of the plasma potential and the distribution of the charged particles density and current density of the surface charge on the dielectric barrier are shown.

Key words: barrier discharge, the function of the electron energy distribution, surface charge density current.

Введение

Плазма, возникающая в барьерном разряде, представляет интерес для создания различных плазменных лазеров, в том числе лазеров на основе ксенона. Они могут быть моделированы с помощью системы, состоящей из уравнений непрерывности и Пуассона. Решением системы уравнения является распределение плотности заряженных частиц и электрического поля.

Рассмотрим барьерный разряд между плоскопараллельными электродами, один из которых покрыт слоем диэлектрика. К

электроду, покрытому диэлектриком, приложено напряжение с частотой f и амплитудой U_0 . Оголенный электрод заземлен (рисунок 1). Расстояние между электродами – d , толщина диэлектрического слоя, покрывающего нагруженный электрод – d_b , длина газового промежутка – d_g , диэлектрическая проницаемость – ε . Пространственная неоднородность плазмы разряда учитывается только в перпендикулярном к электродам направлении, поскольку поперечные размеры электродов

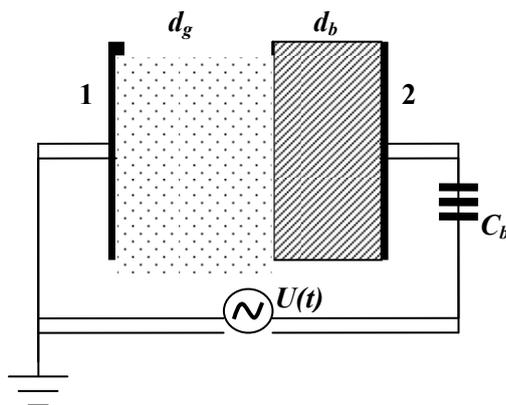
значительно больше межэлектродного расстояния d .

В силу симметрии, разряд между плоскопараллельными электродами полностью описывается в рамках одномерной модели барьерного разряда.

Модель самостоятельного газового разряда должна включать в себя учет движения электронов в электрическом поле, упругие столкновения электронов с атомами, неупругие столкновения и гибель электронов. По-

этому к моделированию используем кинетическое уравнение Больцмана [1], который учитывает все эти процессы газового разряда.

Кроме того, распределение электрического поля и другие параметры плазмы будут получены в результате самосогласованного решения кинетического уравнения Больцмана для ФРЭЭ, уравнения дрейфо-диффузионного приближения для распределения электронов и ионов и уравнения Пуассона для электрического поля.



1 – оголенный заземленный электрод, 2 – нагруженный электрод, d_b – толщина диэлектрика, d_g – длина разрядного промежутка, C_b – емкость диэлектрика, $U(t)$ – источник напряжения

Рисунок 1 – Схематическое изображение барьерного разряда

Основные уравнения

Уравнения непрерывности электронов и

положительных ионов в этом случае имеют вид

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\frac{\partial \Gamma_e}{\partial z} + S_e, \quad (1)$$

$$\Gamma_e = -\mu_e E n_e - D_e \frac{\partial n_e}{\partial z}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_{+,i}}{\partial t} = -\frac{\partial \Gamma_{+,i}}{\partial z} + S_{+,i}, \quad (3)$$

$$\Gamma_{+,i} = +\mu_{+,i} E n_{+,i} - D_{+,i} \frac{\partial n_{+,i}}{\partial z}. \quad (4)$$

где n_e , $n_{+,i}$ – концентрации электронов и положительных ионов i -го сорта, соответственно; Γ_e , $\Gamma_{+,i}$ – потоки электронов и ионов, то есть число частиц, проходящих через единичную площадь в единицу времени. $\mu_e(E/n)$, $\mu_{+,i}(E/n)$, $D_e(E/N)$, $D_{+,i}(E/n)$ – подвижности и коэффициенты диффузии; $E = -\partial\varphi/\partial z$ – напряженность электрического поля; φ – скалярный потенциал; n – суммарная концентрация нейтральных частиц; S_e , $S_{+,i}$ – интегральный оператор столкновений, учитывающий рождение и гибель заряженных частиц в плазмохимических реакциях, для электронов и

положительных ионов, соответственно. Для расчета распределения параметров плазмы разряда используем все компоненты плазмы и реакции для Хе из таблицы, приведенной [2].

Уравнение баланса для нейтральной компоненты имеет вид

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} - D_k \frac{\partial^2 n_k}{\partial z^2} = S_k, \quad (5)$$

здесь n_k – концентрация нейтральной компоненты k -го сорта; D_k – коэффициент диффузии нейтральной компоненты; S_k – интегральный оператор столкновений, учитывающий рождение и гибель нейтральных частиц в плазмохимических реакциях. $D_k \neq 0$ для метастабильных атомов и молекул ксенона.

Электрическое поле определяется уравнением Пуассона

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -4\pi e \left(\sum_i n_{+,i} - n_e \right), \quad (6)$$

где e – элементарный заряд.

Уравнения (1-6) должны быть дополнены уравнениями баланса для нейтральных компонент, связанных между собой реакциями в предположении локального поля и уравнениями для внешней электрической цепи.

Транспортные коэффициенты

Все макроскопические параметры электронов и транспортные коэффициенты, в частности плотность, температуры, коэффициенты диффузии и подвижности электронов, а также плотность тока рассчитываются после решения кинетического уравнения Больцмана в двучленном приближении путем интегрирования функции распределения по энергиям [1].

Граничные условия

Система уравнений непрерывности и Пуассона с учетом гибели и рождения частиц в плазме и на электродах должна замыкаться

заданием граничных условий и уравнением для напряжения внешней электрической цепи:

$$U(t) = U_g(t) + U_b(t), \quad (7)$$

где $U(t)$ – гармоническое напряжение источника питания с частотой f и амплитудой U_0 , подаваемое на электроды:

$$U(t) = U_0 \sin(2\pi f \cdot t), \quad (8)$$

$U_g(t)$ – падение напряжения на разрядной щели длиной d_g :

$$U_g(t) = - \int_0^{d_g} E(z', t) dz', \quad (9)$$

$U_b(t)$ – падение напряжения на диэлектрическом барьере $d_b = d - d_g$

$$U_b(t) = - \int_{d_g}^d E(z', t) dz'. \quad (10)$$

Плотность тока барьерного разряда $J_t(t)$ рассчитывалась как сумма плотности тока проводимости и плотности тока смещения $J_d(t)$. В диэлектрике $J_t(t) = J_d(t)$. Плотность тока смещения $J_d(t)$ рассчитывается соотношением:

$$J_d(t) = \frac{\partial}{\partial z'} [\varepsilon(z') E(z', t)], \quad (11)$$

здесь $\varepsilon(z')$ – диэлектрическая проницаемость, равная в разрядном промежутке диэлектрической проницаемости вакуума ε_0 и в диэлектрическом барьере – произведению $\varepsilon_0 \varepsilon_b$.

Граничные условия для уравнения непрерывности будут записаны в виде:

а) граничные условия для потока электронов на оголенный электрод и на диэлектрический барьер:

$$\vec{\Gamma}_e \cdot \vec{n} = -a\mu_e \vec{E} \cdot \vec{n} n_e + \frac{n_e v_{T,e}}{4} - \sum_{i,k} b_{i,k} \gamma_{i,k} \vec{\Gamma}_{i,k} \cdot \vec{n}; \quad (12)$$

б) для потока положительных ионов имеем:

$$\vec{\Gamma}_{+,i} \cdot \vec{n} = a\mu_{+,i}\vec{E} \cdot \vec{n}n_{+,i} + \frac{n_{+,i}v_{Tg,i}}{4}, \quad (13)$$

здесь \vec{n} – направленный к стенке нормальный вектор, $v_{T,e}$ и $v_{Tg,i}$ – средние скорости теплового движения электронов и ионов, соответственно. Число $a = 1$ если дрейфовая скорость электронов $\vec{v}_{dr} = -\mu_e\vec{E}$ или положительных ионов $\vec{v}_{dr} = \mu_{+,i}\vec{E}$ направлена к электроду, и $a = 0$ в противном случае. $\gamma_{i,k}$ – коэффициент вторичной эмиссии электронов, эмитируемых в результате бомбардировки поверхности диэлектрика положительными ионами, атомами и молекулами газа. Коэффициент $b_{i,k} = 1$, если поток соответствующих частиц $\Gamma_{i,k}$ направлен к электроду; и $b_{i,k} = 0$ в противном случае;

в) уравнение для диффузионного потока метастабильных атомов и молекул газа на диэлектрический барьер

$$D_{m,k} \frac{\partial n_{m,k}}{\partial z} = \frac{n_{m,k}v_{T,g}}{4}, \quad (14)$$

Граничные условия для уравнения Пуассона:

а) потенциал на заземленном металлическом электроде равен нулю $\varphi = 0$;

б) потенциал на нагруженном электроде $\varphi = U(t)$;

в) уравнение для напряженности поля на границе раздела диэлектрик-газ

$$\vec{n} \cdot \vec{D}_{dielectric} - \vec{n} \cdot \vec{D}_{gas} = 4\pi\sigma_b, \quad (15)$$

$$\frac{\partial \sigma_b}{\partial t} = \sum_j \vec{\Gamma}_j, \quad (16)$$

здесь $\vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E}$ – электрическое смещение, \vec{E} – напряженность электрического поля; σ_b – плотность поверхностных зарядов, аккумулированных на поверхности диэлектрического слоя; $\vec{\Gamma}_j$ – поток заряженных частиц.

Начальные условия

а) начальное значение плотности электронов $n_e(z)$ находится по найденной изотропной части ФРЭЭ [1];

б) начальное распределение плотности ионов задавалось из условия квазинейтральности разрядного промежутка, т.е. равным распределению плотности электронов;

в) начальная поверхностная плотность заряда равна нулю $\sigma = 0$.

Результаты

Моделируемый диэлектрический барьерный разряд имеет следующие параметры для газа ксенона: давление газа – 400 Торр, величина газового промежутка – 3 мм, толщина диэлектрического слоя – 2 мм. К электродам прикладывалось напряжение $U = U_0 \sin 2\pi ft$ с частотой 10 кГц и амплитудой 5 кВ. На рисунке 2 показана рассчитанная зависимость плотности тока разряда J от времени в течение периода изменения напряжения. На рисунке 3 показана рассчитанная зависимость от времени плотности поверхностного заряда на поверхности диэлектрика, прилегающего к нагруженному электроду. Как видно из рисунка 2 в каждом полупериоде наблюдается импульс тока, это так называемая активная фаза разряда. В промежутках между импульсами тока в разрядном промежутке течет слабый ток, что приводит к постепенному росту заряда на поверхности диэлектрика. При прохождении импульса тока поверхностный заряд резко уменьшается, что обусловлено нейтрализацией поверхностного заряда зарядом противоположного знака.

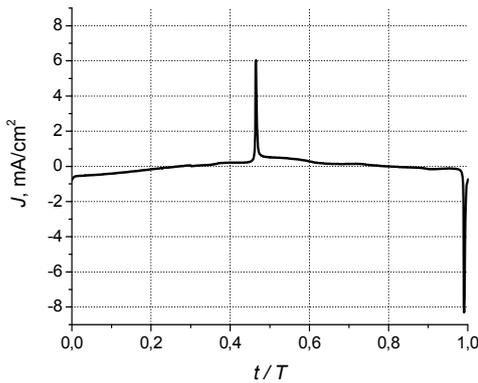


Рисунок 2 – Временная зависимость плотность полного тока J в барьерном разряде

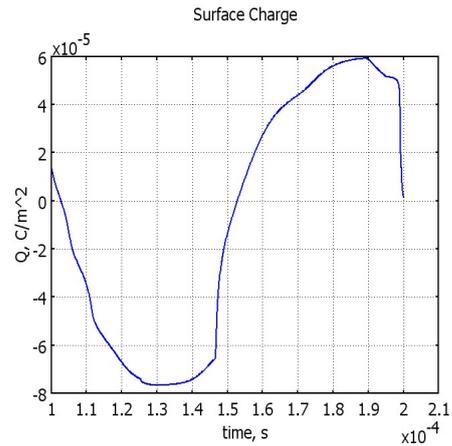


Рисунок 3 – Динамика поверхностной плотности заряда на диэлектрическом барьере у нагруженного электрода

На рисунках 4-7 показаны пространственные распределения потенциала и градиента потенциала между электродами в моменты времени, предшествующие появлению положительного пика тока 0.45T-0.465T (рисунок 4), и после прохождения импульса тока 0.465T-0.48T (рисунок 5), соответственно. Как видно из рисунка 4 перед появлением импульса тока напряжение на газовом промежутке (0-3 мм) достигает -1500 В, большая часть этого напряжения падает в слое толщиной порядка 1 мм вблизи диэлектрика. Падение потенциала на диэлектрике составляет около 3 кВ. При прохождении тока потенциал в слое быстро уменьшается и после прохождения импульса тока падает до -150 В. Напряжение на диэлектрике уменьшается до 750 В.

При прохождении импульса тока напряженность электрического поля $E = -dU/dz$ вблизи поверхности диэлектрика быстро увеличивается и достигает $3.5 \cdot 10^6$ В/м (рисунок 6). После прохождения импульса тока напряженность электрического поля вблизи поверхности диэлектрика постепенно уменьшается (рисунок 7).

На рисунках 8-9 показаны распределения электронов и положительных ионов Xe^+ в газовом промежутке при появлении положительного импульса тока. Как видно из рисунков концентрация электронов и положительных ионов в слое у диэлектрика при прохождении положительного импульса тока резко увеличивается и достигает 10^{18} м^{-3} .

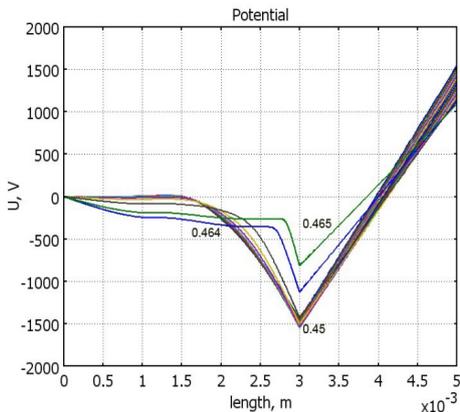


Рисунок 4 – Пространственные распределения потенциала плазмы между электродами в моменты времени, предшествующие появлению положительного пика тока 0.45T-0.465T. Числа у кривых – моменты времени в долях периода $T=10^{-4}$ с

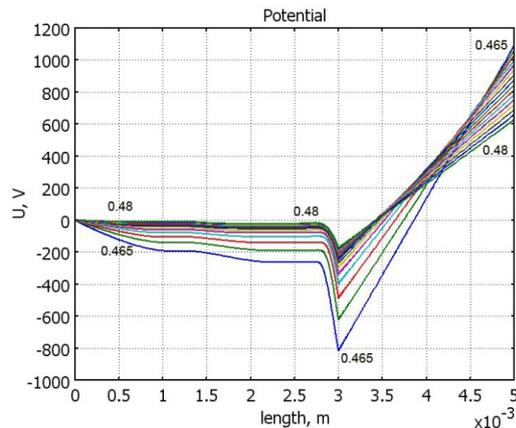


Рисунок 5 – Пространственные распределения потенциала плазмы между электродами в моменты времени предшествующие после прохождения импульса тока 0.465T-0.48T. Числа у кривых – моменты времени в долях периода $T=10^{-4}$ с

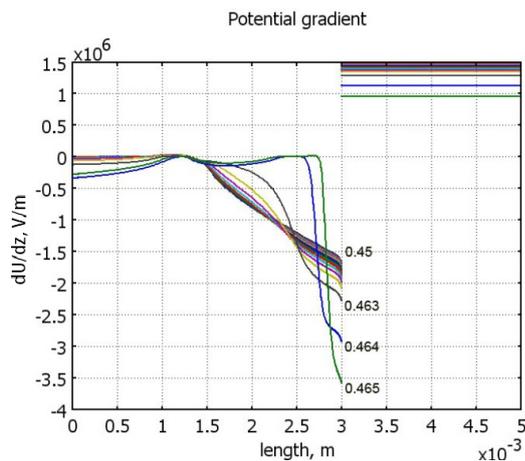


Рисунок 6 – Пространственные распределения потенциала плазмы между электродами в моменты времени, предшествующие появлению положительного пика тока 0.45T-0.465T. Числа у кривых – моменты времени в долях периода $T=10^{-4}$ с

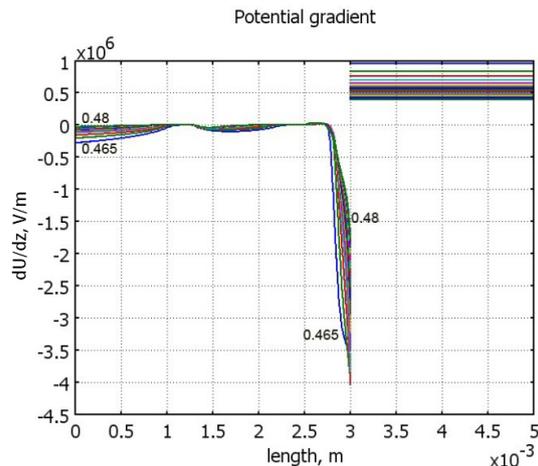


Рисунок 7 – Пространственные распределения потенциала плазмы между электродами в моменты времени, предшествующие после прохождения импульса тока 0.465T-0.48T (справа). Числа у кривых – моменты времени в долях периода $T=10^{-4}$ с

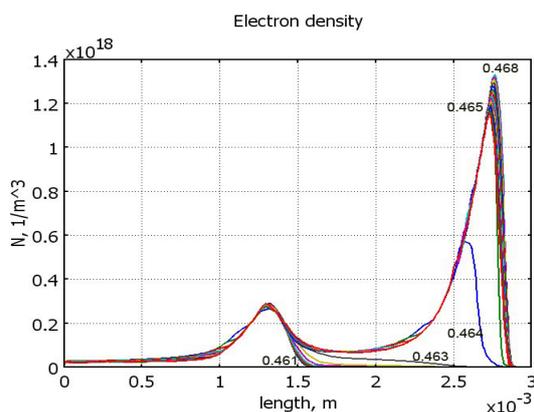


Рисунок 8 – Пространственные распределения электронов в газовом промежутке при появлении положительного пика тока 0.45T-0.48T. Числа у кривых – моменты времени в долях периода $T=10^{-4}$ с

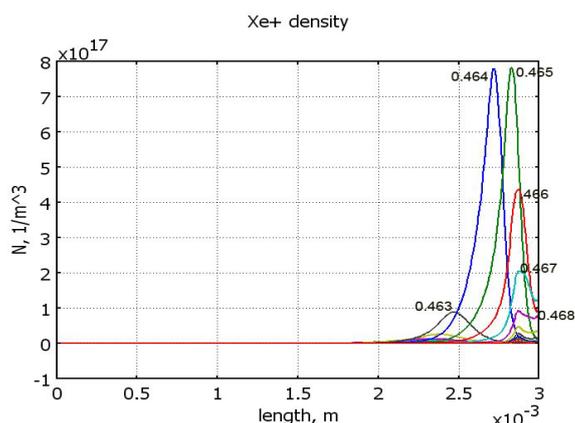


Рисунок 9 – Пространственные распределения положительных ионов Xe^+ в газовом промежутке при появлении положительного пика тока 0.45T-0.48T. Числа у кривых – моменты времени в долях периода $T=10^{-4}$ с

Заключение

Получены зависимости плотности тока разряда от времени в течение периода изменения напряжения, распределения потенциала плазмы между электродами, распределения градиента потенциала плазмы между электродами, распределения электронов и ионов в

газовом промежутке на основе гидродинамическом моделирования. Пробой газового промежутка в однопольном разряде происходит в каждые полпериода изменения напряжения. При этом у диэлектрика /электрода формируется слой, аналогичный катодному падению в тлеющем разряде.

References

- 1 Ramazanov T.S., Sukhinin G.I., Fedoseev A.B., Bastykova N.Kh. Vliyaniye pylevoi komponenty na funkciyu raspredeleniya elektronov po energiyam v gazorazyadnoi plazme // Doklady NAN RK. -2010.- №1.- S.30-36.
- 2 Avtaeva S.V., Kulumbaev E.B. Effect of the Scheme of Plasmachemical Processes on the Calculated Characteristics of a Barrier Discharge in Xenon // Plasma Physics Reports. – 2008. – Vol. 34, № 6.– P. 452–470.