

УДК 533.9

С.К. Коданова*, А.И. Кенжебекова

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Республика Казахстан, г. Алматы

*E-mail: kodanova@mail.ru

Математическое моделирование барьерного разряда геометрии острие-плоскость в азоте

На основе уравнения непрерывности и уравнении Пуассона для электрического поля составлена двумерная модель барьерного разряда азота для геометрии острие-плоскость. Система дифференциальных уравнений с граничными и начальными условиями решалась итеративным методом UMFPACK в среде программирования COMSOL Multiphysics 3.5. Получены результаты расчета электрических и кинетических характеристик: потенциала и напряженности электрического поля, а также температуры и концентрации электронов. Для предложенных условий показаны, что характеристики разряда определяются распределением переменного электрического поля, которое большую часть периода велико у оголенного металлического электрода, что обусловлено его кривизной. Другой характерной чертой разряда является формирование положительного пространственного заряда на поверхности диэлектрика, величина которого меняется в течение периода. Предложенная модель может применяться для численного моделирования разрядных ячеек, используемых в электрографии.

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

S.K. Kodanova, A.I. Kenzhebekova

Mathematical modeling of the barrier discharge point-plane geometry in nitrogen

Two-dimensional model of the barrier discharge nitrogen for point-plane geometry was made up on the basis of the equation of continuity and the Poisson equation for the electric field. The system of differential equations with boundary and initial conditions were solved by iteratively method UMFPACK in the programming environment COMSOL Multiphysics 3.5. There were determined the results of calculation of electric and kinetic characteristics: potential and electric field, and the electron temperature and density. For the proposed conditions it was showed that the discharge characteristics determined by the distribution of the alternating electric field, which is great most of the period from the bare metal electrode, due to its curvature. Another characteristic of the discharge is the formation of a positive space charge on the dielectric surface, the magnitude of which varies during the period. The proposed model can be used for numerical simulation of the discharge cells used in electrocardiography.

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

С.Қ. Қоданова, А.И. Кенжебекова

Азоттағы барьерлік разрядты үшкір сым-жазықтық геометриясында математикалық модельдеу

Үздіксіз теңдеуі және электр өрісіне арналған Пуассон теңдеуі негізінде үшкір сым-жазықтық геометриясы үшін азоттың екіөлшемді моделі құрылды. Дифференциалдық теңдеулер жүйесі шекаралық және бастапқы шарттар арқылы COMSOL Multiphysics 3.5. программалау ортасында итеративті UMFPACK әдісімен шешілді. Потенциал, электр өрісінің кернеулігі және электрондардың температурасы мен концентрациясы секілді барьерлік разрядтың электрлік және кинетикалық сипаттамаларын есептеу нәтижелері алынды. Берілген шарттар бойынша разряд сипаттамалары айнымалы электр өрісінің таралуымен анықталатыны, яғни электродтың қисықтығына байланысты жалаң металл электрод маңайында электр өрісінің үлкен мәнге ие болатыны көрсетілді.

Разрядтың екінші бір қасиеті диэлектрик бетінде оң кеңістіктік зарядтың түзілуі болып табылады. Ұсынылған модель электрогафияда қолданылатын разрядтық ұяшықтарды сандық модельдеуде қолданылуы мүмкін.

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

Введение

В последнее время барьерные разряды переменного тока между острием и диэлектрическим покрытием плоскости широко используются на практике, например, для модификаций диэлектрических поверхностей, для разработки новых зарядных устройств, для цифровой печати. Главной особенностью этого разряда является то, что ионизационные процессы происходят не по всей длине промежутка, а только в небольшой его части вблизи электрода с малым радиусом кривизны.

Диэлектрический слой на плоскости электрода является барьером для тока проводимости, в то время как острие металлического электрода приводит к образованию положительной или отрицательной короны в зазоре во время соответствующих периодов от приложенного напряжения.

Модель разряда плазмы азота

Для изучения процессов, происходящих в

барьерном разряде в системе электродов острие – плоскость, нами была разработана двумерная модель разряда плазмы азота при атмосферном давлении, основанная на уравнениях непрерывности для заряженных компонентов (электроны и положительные ионы N_2^+ , N_4^+) и уравнениях баланса для нейтральных компонентов, связанных между собой 23 реакциями в предположении наличия локального поля, уравнении Пуассона и уравнении для внешней электрической цепи.

На верхний электрод подается переменное напряжение $U=U_0 \sin wt$ с частотой 20 кГц и амплитудой 4 кВ, который имеет полусферическую поверхность диаметром 1 мм (верхний электрод). Расчетная область разряда показана на рисунке 1. Верхний электрод находится на расстоянии 3 мм от заземленного металлического электрода (нижний электрод) и покрыт слоем диэлектрика, который имеет толщину 1 мм, относительную диэлектрическую проницаемость $\epsilon=6$. Длина диэлектрика равна 3 мм.

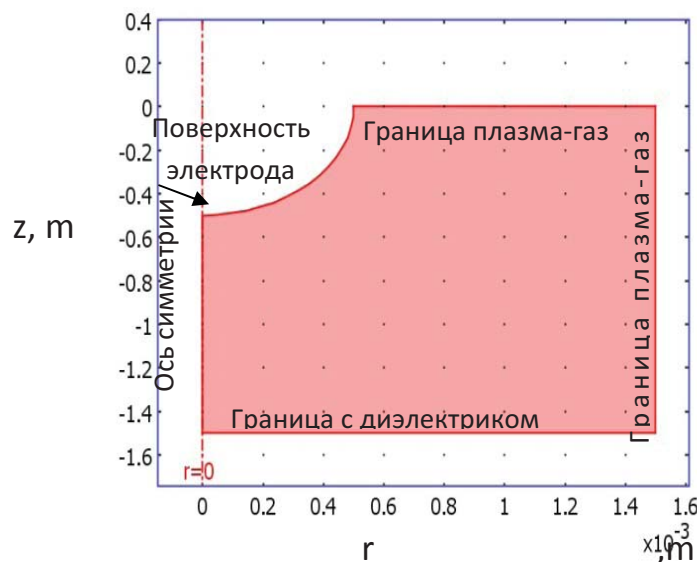


Рисунок 1 – Расчетная область барьерного разряда в геометрии острие – плоскость.

Транспортные коэффициенты электронов и константы скоростей реакций, инициируемых электронами, рассчитывались как функции приведенного электрического поля (E/N) после решения кинетического уравнения Больцмана в двучленном приближении с помощью кода BOLSIG+ [1]. Подвижности и коэффициенты диффузии ионов азота были взяты из литературы [2]. Коэффициент диффузии атомов и молекул азота рассчитывались в соответствии с элементарной кинетической теорией разреженных газов [3]. В кинетической схеме учитываются следующие компоненты азота: N_2 , N , e , N_2^+ , N_4^+ , $N_2(A)$, $N_2(a')$ [4].

Процессы образования разряда и экранировки электрического поля описываются уравнениями непрерывности электронов и положительных ионов и уравнением Пуассона:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\nabla \Gamma_e + S_e, \quad \Gamma_e = -\mu_e E n_e - D_e \nabla n_e; \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_{+,i}}{\partial t} = -\nabla \Gamma_{+,i} + S_{+,i}, \quad \Gamma_{+,i} = +\mu_{+,i} E n_{+,i} - D_{+,i} \nabla n_{+,i}; \quad (2)$$

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{e}{\varepsilon_0} \left(\sum_i n_{+,i} - n_n - n_e \right). \quad (3)$$

Уравнения баланса для нейтральных компонент имеют форму

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} - \nabla (D_k \nabla n_k) = S_k. \quad (4)$$

Граничные условия для потока электронов к оголенному электроду и к диэлектрическому барьеру записаны в виде:

$$\vec{\Gamma}_e \cdot \vec{n} = -a \mu_e \vec{E} \cdot \vec{n} n_e + \frac{n_e v_{T,e}}{4} - \sum_{i,k} b_{i,k} \gamma_{i,k} \vec{\Gamma}_{i,k} \cdot \vec{n}, \quad (5)$$

для потока положительных ионов – в виде:

$$\vec{\Gamma}_{+,i} \cdot \vec{n} = a \mu_{+,i} \vec{E} \cdot \vec{n} n_{+,i} + \frac{n_{+,i} v_{Tg,i}}{4}, \quad (6)$$

здесь \vec{n} – нормальный вектор, направленный к стенке, $v_{T,e}$ 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 ио-

нов $\vec{v}_{dr} = \mu_{+,i} \vec{E}$ направлена к соответствующему электроду, и $a = 0$ – в противном случае. Здесь $\gamma_{i,k}$ – коэффициент вторичной эмиссии электронов, эмитируемых с энергией ε_γ в результате ударов положительных ионов и метастабильных атомов и молекул азота о поверхность диэлектрика. Коэффициент $b_{i,k} = 1$, если поток соответствующих частиц $\vec{\Gamma}_{i,k}$ направлен к электроду, и $b_{i,k} = 0$ – в противном случае.

Граничные условия на границе плазма-газ:

а) для потоков электронов и положительных ионов:

$$\vec{\Gamma}_e \cdot \vec{n} = 0, \quad \vec{\Gamma}_{+,i} \cdot \vec{n} = 0; \quad (7)$$

б) для диффузионных потоков атомов и метастабильных молекул азота на границе плазма-газ:

$$\vec{n} (-D_{m,k} \nabla n_{m,k}) = 0. \quad (8)$$

Граничные условия для уравнения Пуассона имеют вид:

а) на поверхности диэлектрика:

$$\vec{n} \cdot \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_b \varphi}{d_b} - \vec{n} \cdot \vec{D}_{gas} = \sigma_b, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \sigma_b}{\partial t} = \sum_j q_j \cdot \vec{n} \cdot \vec{\Gamma}_j; \quad (10)$$

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

в) на границе плазма-газ

$$\vec{n} \cdot \vec{D}_{gas} = 0. \quad (11)$$

Начальные условия задаются в виде однородных в пространстве распределений концентраций компонентов и отсутствия электрических зарядов на поверхности диэлектриков.

Система дифференциальных уравнений в частных производных (1–4) с граничными (уравнения (5–11)) и начальными условиями решалась итеративным методом UMFPACK для решения систем эллиптических и параболических уравнений с использованием формулы обратного дифференцирования (BDF) в среде программирования COMSOL Multiphysics 3.5.

Распределения потенциала, напряженности электрического поля, температуры электронов и концентрации электронов на оси разряда, полученные в условиях в данной работе, изображены на рисунках 3-7. Моделирование показывает, что в начальной стадии разряда характерно образование проводящего канала, т.е. появ-

ление электронов в канале разряда с радиальным распределением (рисунок 3). Как видно из рисунка, что при начальном приложенном нап-

ряжении 200 В зажигается разряд через 0,1 периода и начинает распространяться по оси в зазоре.

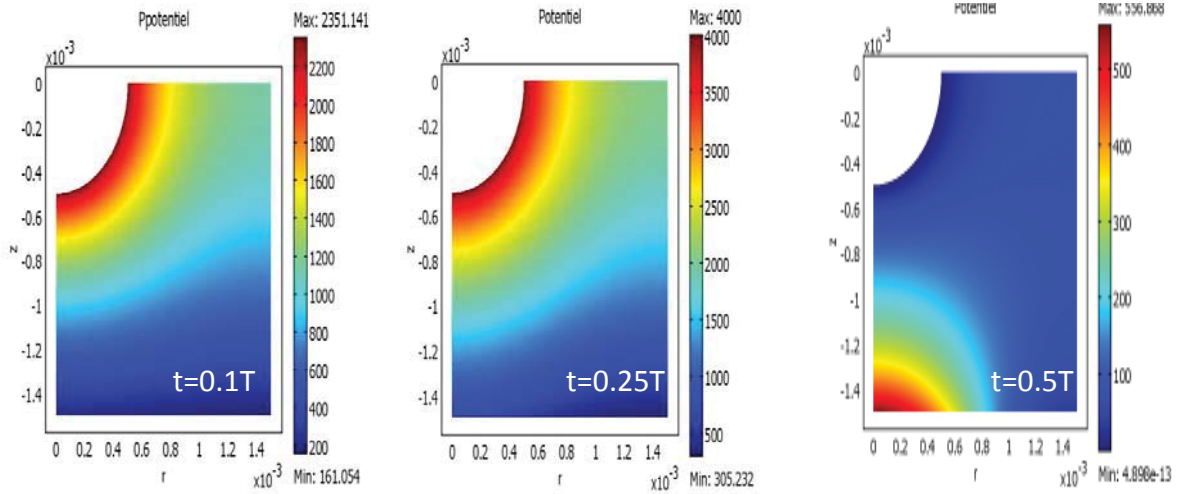


Рисунок 3 – Распределение потенциала в разрядном промежутке при $t = 0.1 T$, $t = 0.25 T$, $t = 0.5 T$

По мере роста напряжения градиент потенциала электрического поля растет. При максимальном напряжении 4 кВ поле достигает $7,56 \cdot 10^4$ В/см, а электронная плотность составляет $9 \cdot 10^{14}$. Из-за кривизны верхнего электрода поле в

основном сосредоточено у верхнего электрода (рисунок 4).

В этой области значение напряженности электрического поля высоко по сравнению со средними значениями для всего промежутка.

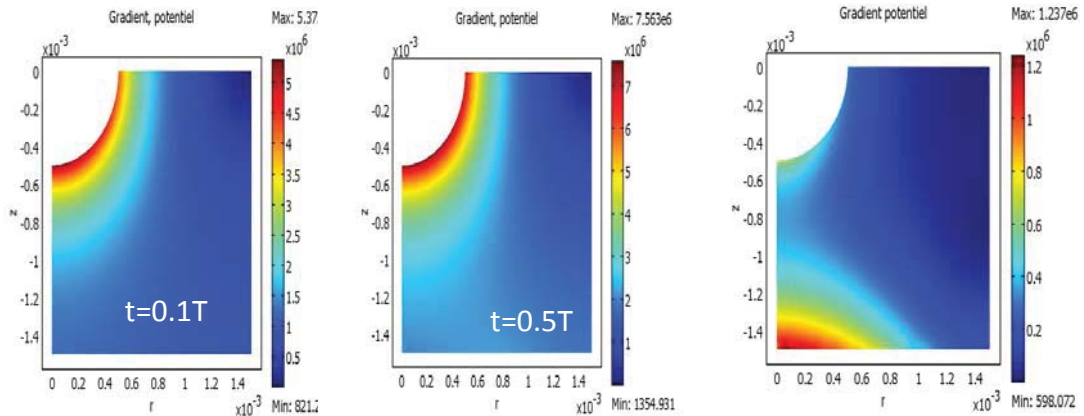


Рисунок 4 – Распределение напряженности электрического поля в разрядном промежутке при $t = 0.1 T$, $t = 0.25 T$, $t = 0.5 T$

По рисунку 5 можно увидеть, что средняя энергия электронов вблизи оголенного верхнего электрода быстро растет. Когда температура

электронов достигает примерно 4 эВ, происходит пробой разрядного промежутка, возникает проводящий канал диаметром порядка 0,2 мм.

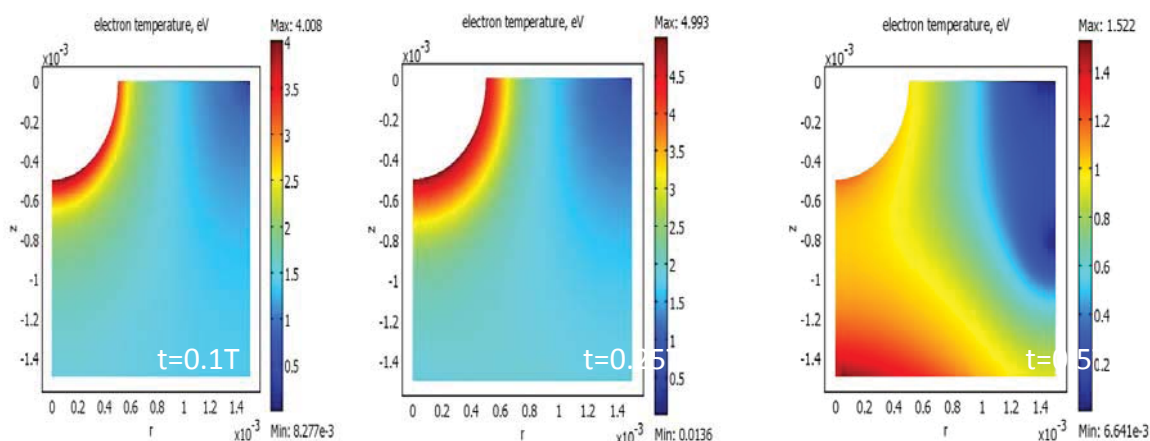


Рисунок 5 – Распределение температуры электронов в разрядном промежутке при $t = 0.1 T$, $t = 0.25 T$, $t = 0.5 T$

В начальной фазе разряда электроны начинают группироваться в области вблизи оголенного электрода, находящегося под положительным потенциалом. Канал стримера движется с возрастающей скоростью по направлению к аноду. С уменьшением потенциала верхнего электрода до нуля поле у верхнего электрода уменьшается, при этом дрейф электронов приводит к увеличению их концентрации вблизи анода. При приближении к аноду в момент времени $t = 0.5 T$ можно наблюдать возрастания напряженности электрического поля и концентрации

электронов на оси разряда (рисунок 6). Такое поведение стримерных каналов обуславливает появление поверхностных положительных зарядов, оседающих на поверхность барьера во время развития разрядных процессов.

В таком случае температура электронов будет максимальна у поверхности диэлектрика на оси разряда. Сразу же вслед за пиком тока поверхностный заряд на диэлектрике экранирует электрическое поле на оси разряда у поверхности диэлектрика. Электроны снова образуют проводящий канал.

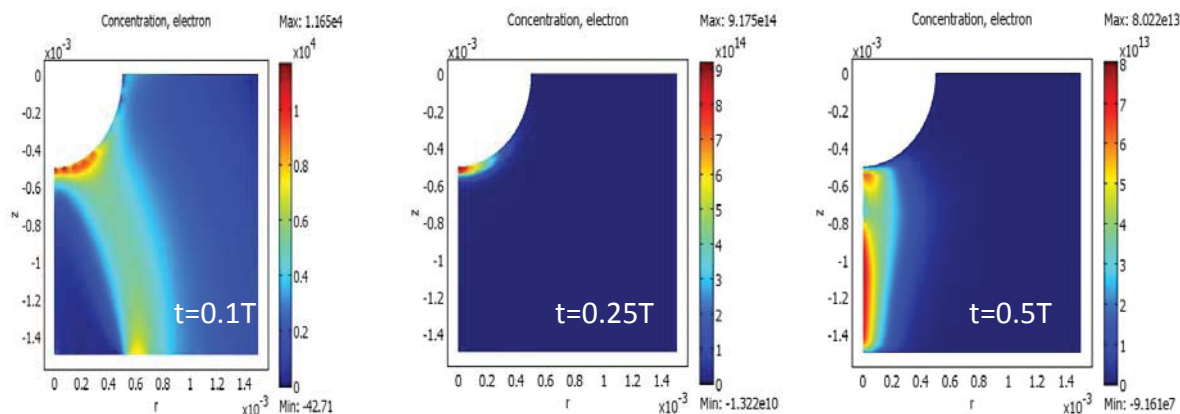


Рисунок 6 – Распределение концентрации электронов в разрядном промежутке при $t = 0.1 T$, $t = 0.25 T$, $t = 0.5 T$

На рисунке 7 представлены распределения плотности поверхностного заряда вдоль диэлектрика в различные моменты времени. Этот рисунок показывает, как изменяется плотность поверхностного заряда по времени в ра-

диальном направлении от диэлектрической поверхности.

Отметим, что максимум поверхностного заряда близок к оси разряда и уменьшается вдоль диэлектрика.

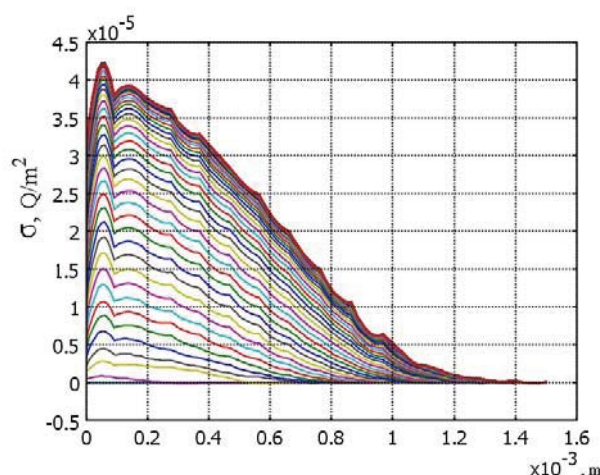


Рисунок 7 – Распределение плотности поверхностного заряда вдоль диэлектрика в различные моменты времени

Аналогичным образом были проведены расчеты для случая отрицательного полупериода напряжения. Расчеты показали, что во время положительного полупериода напряжения на верхнем оголенном электроде заряд на поверхности диэлектрика растет, во время отрицательного полупериода – уменьшается.

Заключение

Результаты анализа показывают, что характеристики разряда определяются распределением переменного электрического поля, которое большую часть периода велико у оголенного металлического электрода, что обусловлено его кривизной. Другой характерной чертой разряда является формирование положительно-го пространственного заряда на поверхности

диэлектрика, величина которого меняется в течение периода. Наличие поверхностного заряда на диэлектрике влияет на распределение поля в разрядном промежутке и в конечном итоге приводит к ограничению области разряда.

Полученные результаты могут быть применены в электрографических технологиях (копировально-множительная техника, выводные устройства ЭВМ, принтеры, графопостроители, регистрирующие и маркирующие устройства, электростатическая печать, микрофильмирование, бессеребряные способы фотографии и т.д.), а также для очистки природных вод с помощью электроразрядной обработки, для выращивания алмазоподобных пленок, для стерилизации медицинского оборудования в потоке озона, получаемого в барьерном разряде.

References

- 1 Hagelaar G.J.M. and Pitchford L.C. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models // Plasma Sources Sci. Technol. – 2005. – Vol. 14. – P. 722-733.
- 2 J.T. Moseley, R.M. Snuggs, D.V. Martin, and E.W. McDaniel. Mobilities, Diffusion coefficients, and reaction rates of mass-identified nitrogen ions in nitrogen. Phys.rev. 1969, V. 178, No.1. pp. 240-248.
- 3 Hirschfelder J. O., Curtiss Ch.F. and Bird R.B. Molecular theory of gases and liquids. – New York : John Wiley and Sons, – London: Chapman and Hall, – 1954.
- 4 Ю. С. Акишев, М.Е. Грушин, В.Б. Каральник, А.В. Петряков, Н.И. Трушкин. О вспышке розового свечения в активном азоте после окончания его возбуждения. Физика плазмы, 2007, т. 33, № 9, с. 828-845.