ЖЭТФ, 2017, том 151, вып. 1, стр. 189–198 © 2017

ОСОБЕННОСТИ КИНЕТИКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА В НЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В. А. Колпаков**, С. В. Кричевский, М. А. Маркушин

Самарский национальный исследовательский университет им. академика С. П. Королёва
443086, Самара, Россия

Поступила в редакцию 17 мая 2016 г.

Высоковольтный газовый разряд представляет интерес как возможное средство формирования направленных потоков низкотемпературной плазмы во внеэлектродном пространстве, отличающейся своими оригинальными особенностями [1–4]. Предложена модель для расчета траекторий движения заряженных частиц высоковольтного газового разряда в азоте при давлении 0.15 Торр, существующего в неоднородном электростатическом поле, и напряженности данного поля. На основе полученных результатов расчета дополняются и уточняются обширные экспериментальные данные, касающиеся исследования особенностей такого разряда, опубликованные в работах [1, 2, 5–8], получено хорошее согласие теории и эксперимента. Горение разряда возникает и поддерживается за счет объемной ионизации электронным ударом, а также ионно-электронной эмиссии. Определены размеры областей поверхности катода, ответственных за реализацию указанных процессов, включая размеры осевой зоны, участвующей в формировании разряда. Основной эффект, определяющий кинетику заряженных частиц, состоит в резком уменьшении напряженности рассматриваемого поля за пределами межэлектродного пространства, что позволяет формировать в нем свободное движение зарядов с определенными энергиями и траекториями. Результаты моделирования подтверждают возможность реализации на практике сложных электродных систем, позволяющих генерировать направленные потоки плазмы при токе разряда в сотни и тысячи миллиампер и напряжении на электродах 0.3–1 кВ [3, 9, 10].

DOI: 10.7868/S0044451017010199

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование особенностей кинетики заряженных частиц в газовых разрядах представляет как фундаментальный, так и значительный прикладной интерес в связи с широким их применением для формирования низкотемпературной плазмы, используемой в различных областях науки и техники [11–19]. Низкотемпературная плазма образуется газовыми разрядами в межэлектродном пространстве в ряде технологических процессов. Электроды при этом могут находиться внутри вакуумной камеры, в которой располагается реактор [20–22], либо вынесены за ее пределы [15, 20, 23]. В работах [1–4, 9, 10] предложен новый подход к генерации низкотемпературной плазмы во внеэлектродном пространстве с помощью высоковольтного газового разряда, обоснованы преимущества внеэлектродной плазмы перед низкотемпературной плазмой, формируемой современными технологическими процессами.

Отмеченные преимущества определяются возникновением, а также самоподдержанием высоковольтного газового разряда и формируемых им потоков плазмы на прямолинейных участках силовых линий неоднородного электростатического поля [1, 2]. В работе [2] показано, что основой возникновения и самоподдержания такого разряда является наличие в формируемой им плазме двух противоположно направленных потоков положительно и отрицательно заряженных частиц, а в статье [4] представлена модель распределения неоднородного электростатического поля в соответствующей электродной системе.

В связи с этим представляет интерес получение новых знаний об особенностях поведения заряженных частиц в высоковольтном газовом разряде, су-

* E-mail: kolpakov683@gmail.com

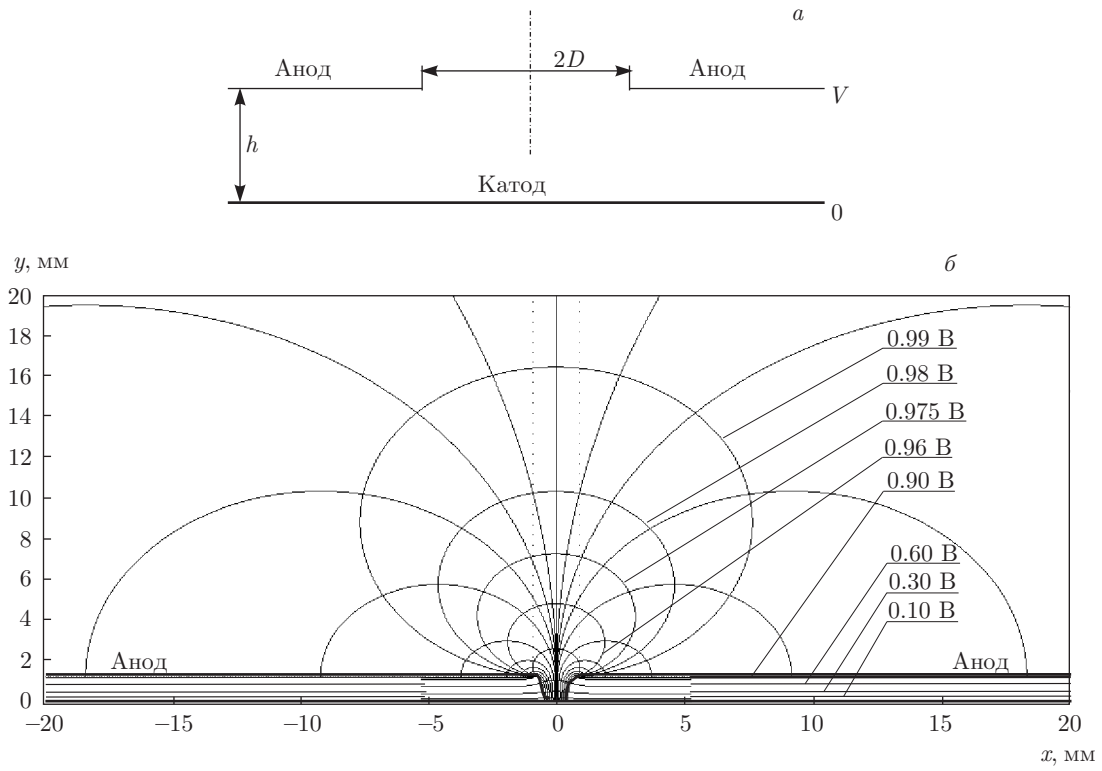

Рис. 1. Схема электродной системы, формирующей высоковольтный газовый разряд, (a) и распределение силовых линий и эквипотенциалей поля в такой системе, полученное с помощью системы уравнений (2), при $h = 1.2$ мм, $D = 0.9$ мм, $V = 1200$ В ($б$)

ществующего в неоднородном электростатическом поле, на основе имеющихся результатов моделирования.

Целью настоящей работы является создание модели для расчета траекторий движения электронов, положительных ионов, их энергий с учетом процессов столкновения данных частиц с молекулами газа, протекающих в неоднородном электростатическом поле, а также напряженности данного поля, образуемого электродной системой, формирующей высоковольтный газовый разряд.

Указанное позволит расширить имеющиеся теоретические знания о процессах, протекающих в газовых разрядах, существующих в неоднородных электрических полях.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Модель электростатического поля, образуемого системой электродов, формирующей высоковольтный газовый разряд, схема которой представлена на рис. 1, включает в себя уравнение [4]

$$z = x + iy = 2C \operatorname{th} \frac{\xi\pi}{2V} + \frac{h}{V}\,\xi. \tag{1}$$

Отсюда путем разделения его на действительную и мнимую части получена система параметрических уравнений, позволяющая определять координаты распределения силовых линий и линий равного потенциала:

$$\begin{aligned} x &= \frac{hu}{V} + 2C\frac{\operatorname{sh}\dfrac{u\pi}{V}}{\operatorname{ch}\dfrac{u\pi}{V} + \cos\dfrac{v\pi}{V}}, \\ y &= \frac{hv}{V} + 2C\frac{\sin\dfrac{v\pi}{V}}{\operatorname{ch}\dfrac{u\pi}{V} + \cos\dfrac{v\pi}{V}}. \end{aligned} \tag{2}$$

Здесь C — постоянный коэффициент, зависящий от межэлектродного расстояния h и радиуса D круглого отверстия в аноде, $\xi = u(x, y) + iv(x, y)$ — комплексный потенциал электростатического поля в области z, V — напряжение на электродах. Выражения (1), (2) получены для рассматриваемой электродной системы с помощью метода конформного отображения на основе решения интеграла Шварца – Кристоффеля. Такая конфигурация электродов и формируемый ею разряд подробно рассматривались в работах [2–4].

В настоящей работе уравнения (1), (2) используются для расчета траекторий движения электронов и положительных ионов в высоковольтном газовом разряде, существующего в неоднородном электростатическом поле в рассматриваемом газе (в данной работе — азоте), и их энергий с учетом столкновений данных частиц с молекулами газа. Кроме того, для осуществления такого расчета требуются знания о характере распределения напряженности отмеченного поля.

Напряженность электростатического поля определяется по формуле [24]:

$$E = -i\frac{1}{z'(\overline{\xi})}\,. \tag{3}$$

Подстановка уравнения (1) в (3) приводит к выражению, позволяющему рассчитывать напряженность рассматриваемого поля в любой его точке по известным значениям функций $u(x, y)$ и $v(x, y)$:

$$E = -i\frac{V}{C\pi\left(1-\mathrm{th}^2\,\dfrac{(u(x,y)-iv(x,y))\,\pi}{2V}\right)+h}. \tag{4}$$

При рассмотрении траектории движения электрона в отмеченном неоднородном электростатическом поле ее целесообразно разбить на отдельные участки с шагом Δy, на которых поле будем считать однородным. Тогда начальная точка первого участка имеет координаты $(x_{e0},\, y_{e0})$, а координаты конечных точек таких участков представляются в виде $(x_{en},\, n\Delta y)$, где n — порядковый номер участка траектории электрона. Аналогичным образом на каждом участке представляются горизонтальные и вертикальные составляющие начальной и конечной скоростей электрона, а также напряженности электростатического поля: $U_{ex(n-1)}$, $U_{ey(n-1)}$, U_{exn}, U_{eyn} и $E_{x(n-1)}$, $E_{y(n-1)}$ соответственно. Будем считать, что движение электрона начинается из его точки вылета с поверхности катода с координатами $(x_{e0},\, y_{e0})$, которые можно определить, используя систему уравнений (2), принимая во внимание, что катод имеет нулевой потенциал, а следовательно, $v = 0$:

$$x_{e0} = \frac{hu}{V} + 2C\frac{\mathrm{sh}\,\dfrac{u\pi}{V}}{\mathrm{ch}\,\dfrac{u\pi}{V}+1}, \qquad y_{e0} = 0. \tag{5}$$

Пусть электрон начинает свое движение с нулевой начальной скоростью ($U_{ex0} = 0$ и $U_{ey0} = 0$) вдоль прямолинейного участка силовой линии, т. е. в направлении, перпендикулярном поверхности катода (см. рис. 1*б*), что позволяет считать одинаковыми значения координат x начальной и конечной точек первого участка ($x_{e0} = x_{e1}$). В этом случае на электрон действует только мнимая составляющая напряженности поля, определяемая из выражения (4) при условии, что $v = 0$, а $u = \mathrm{const}$.

Используя элементарные формулы классической физики, касающиеся расчета координат, скорости движения, силы, действующей на заряженную частицу в электростатическом поле, а также учитывая сделанные выше допущения, запишем в общем виде выражения для определения значений координат x_{en} и скоростей электрона в конце каждого участка его траектории:

$$x_{en} = x_{e(n-1)} - U_{ex(n-1)}\frac{m_e\left(-U_{ey(n-1)}+\sqrt{U^2_{ey(n-1)}-2\dfrac{eE_{y(n-1)}}{m_e}\,\Delta y}\right)}{eE_{y(n-1)}} - \\ -\frac{eE_{x(n-1)}}{2m_e}\left[\frac{m_e\left(-U_{ey(n-1)}+\sqrt{U^2_{ey(n-1)}-2\dfrac{eE_{y(n-1)}}{m_e}\,\Delta y}\right)}{-eE_{y(n-1)}}\right]^2, \tag{6}$$

$$U_{exn} = U_{ex(n-1)} + \frac{E_{x(n-1)}}{E_{y(n-1)}}\left(-U_{ey(n-1)}+\sqrt{U^2_{ey(n-1)}-2\frac{eE_{y(n-1)}}{m_e}\,\Delta y}\right), \tag{7}$$

$$U_{eyn} = \sqrt{U^2_{ey(n-1)}-2\frac{eE_{y(n-1)}}{m_e}\,\Delta y}. \tag{8}$$

Путем подстановки значений координат $x_{en}, n\Delta y$ в систему (2), находятся соответствующие значения u_n и v_n. С помощью этих значений по выражению (4) вычисляется напряженность поля на участке, начальная и конечная точки которого имеют координаты $(x_{en},\, n\Delta y)$ и $(x_{e(n+1)},\, (n+1)\Delta y)$. Расчеты по формулам (2), (4), (6)–(8) осуществляются каждый раз до тех пор, пока длина пройденного электроном пути l_e не станет равной длине его свободного пробега λ_e, зависящей от энергии электрона ε_e. В целом, пока это условие не выполняется, итерации продолжаются. Энергия электрона на пройденном пути определяется пройденной им разностью потенциалов. Тогда равенство $l_e = \lambda_e$ определяет координаты точки взаимодействия электрона с молекулой азота. Ионизация молекулы электроном происходит в случае, если $\varepsilon_e \geq I$ (где I — энергия ионизации молекулы азота, равная 15.6 эВ [25]). В противном случае происходит упругое взаимодействие указанных частиц. Анализ распределения эквипотенциалей поля (см. рис. 1*б*), построенного с помощью системы (2), подтверждает способность электрона в момент выхода его за пределы отверстия в аноде ионизировать молекулу N_2, так как он обладает энергией более 790 эВ (при напряжении на электродах $V = 1200$ В), на порядок превышающей величину I. В связи с этим при оценке первой длины свободного пробега электрона целесообразно использовать в расчетах сечение ионизации σ_i [25]. Электрон в сильном поле вследствие неупругого взаимодействия теряет практически всю свою энергию [25]. Поэтому после каждого такого столкновения необходимо проводить проверку условия $e\Delta V \geq I$, где $\Delta V = V - V_n$ — ускоряющая данный электрон разность потенциалов, а V_n — потенциал поля в точке взаимодействия [1]. При выполнении данного условия расчет λ_e проводится согласно ранее описанному порядку, иначе, следует вместо величины σ_i использовать транспортное сечение упругого взаимодействия σ_{tr} [26]. В таком случае при $l_e = \lambda_e$ определяются потери энергии электрона в результате соответствующего столкновения [27].

Неупругое соударение электрона с молекулой азота приводит к образованию дополнительного электрона и положительного иона. Траектория вновь образованного электрона рассчитывается по представленному ранее алгоритму. При этом движение такого электрона начинается из точки, в которой произошла ионизация молекулы остаточного газа с начальной скоростью $U_e = (2(\varepsilon_e - I)/m_e)^{1/2}$ и вектор которой сонаправлен с вектором скорости электрона, осуществившего данную ионизацию. В свою очередь, положительный ион с начальной энергией $\varepsilon'_{i0} = 3kT/2$ [27] начинает движение по силовой линии в сторону катода, испытывая упругие соударения с молекулами остаточного газа и рассеиваясь на них при каждом столкновении на определенный угол. Согласно работам [27, 28], оценка угла рассеяния иона после каждого его соударения с нейтральными частицами является достаточно трудоемкой задачей вследствие зависимости данного процесса от прицельного параметра, недоступного экспериментальному определению. В целях упрощения задачи считаем, что после m-го взаимодействия ион продолжает свое движение по той же силовой линии, а акты его многократного рассеяния сведем к рассеянию в результате последнего соударения, предшествующего столкновению иона с катодом. Координаты точек таких соударений определяются исходя из равенства значений пройденного положительным ионом пути l_i и длины его свободного пробега λ_i, зависящей от транспортного сечения упругого взаимодействия $\sigma_{tr}(\varepsilon''_m)$, которое рассчитывалось по формулам [26]

$$\sigma_{tr} = 2\sqrt{2}\,\pi a_0^2 \sqrt{(\alpha/a_0^3)/(I_{\mathrm{H}}/\varepsilon''_m)}\,, \tag{9}$$

$$\varepsilon''_m = \varepsilon_{im}\frac{m_i}{m_i + M}\,, \tag{10}$$

где $a_0 = 0.529 \cdot 10^{-8}$ см — боровский радиус, α — поляризуемость атомов и молекул газа в основном состоянии, $I_{\mathrm{H}} = 13.6$ эВ — потенциал ионизации атома водорода, ε''_m — энергия относительного движения иона и молекулы, ε_{im} — энергия иона перед каждым столкновением. Под влиянием неоднородного электростатического поля, формируемого электродной системой (см. рис. 1), ион движется по силовой линии, набирая на длине своего свободного пробега энергию, определяемую пройденной им разностью потенциалов $\Delta V'$. Следовательно, перед каждым столкновением ион будет обладать энергией, равной

$$\varepsilon_{im} = \varepsilon'_{i(m-1)} + e\Delta V'_m. \tag{11}$$

Тогда энергия иона после каждого столкновения с учетом потерь $\Delta\varepsilon_{im}$, которые он испытывает при упругих соударениях, равна

$$\varepsilon'_{im} = \varepsilon_{im} - \Delta\varepsilon_{im}, \tag{12}$$

где

$$\Delta\varepsilon_{im} = \frac{2m_i M}{(m_i + M)^2}\left(\varepsilon_{im} - \varepsilon'_{i(m-1)}\right) \text{ [27].}$$

Зная энергию иона в момент рассеяния, можно определить значение его скорости $U_{i0} = (2\varepsilon'_{im}/m_i)^{1/2}$, пользуясь формулой кинетической энергии. Это позволяет при конкретном значении угла рассеяния φ найти проекции U_{ix0} и U_{iy0} величины U_{i0}, определив аргумент комплексной напряженности $\arg(E)$ в точке соударения:

$$U_{ix0} = U_i \cos\left(\arg(E) + \varphi\right), \tag{13}$$

$$U_{iy0} = U_i \sin\left(\arg(E) + \varphi\right). \tag{14}$$

Значения проекций U_{ix0} и U_{iy0} являются начальными для последующего расчета траектории положительного иона, которая, как и в случае с расчетом траектории электрона, разбивается на отдельные участки, но уже с шагом Δx, на которых напряженность поля считается постоянной. Такая процедура является необходимой, так как рассеяние иона на определенный угол предполагает отклонение его траектории движения от силовой линии. Дальнейший порядок действий при расчете траектории иона аналогичен порядку действий для расчета траектории электрона. Зная координаты распределения силовых линий, включая силовую линию, по которой двигается рассматриваемый ион, и пройденную им разность потенциалов от момента его образования до точки рассеяния, имеющей координаты (x_{i0}, y_{i0}), расчет напряженности поля на j-м участке траектории будем проводить по формуле (4). Таким образом, запишем в общем виде выражения для определения значений координат y_{ij} и скоростей иона в конце j-го участка его траектории:

$$y_{ij} = y_{i(j-1)} + U_{iy(j-1)} t_{i(j-1)} + \frac{eE_{y(j-1)}}{2m_i} t^2_{i(j-1)}, \tag{15}$$

$$U_{ixj} = U_{ix(j-1)} + \frac{eE_{x(j-1)}}{m_i} t_{i(j-1)}, \tag{16}$$

$$U_{iyj} = U_{iy(j-1)} + \frac{eE_{y(j-1)}}{m_i} t_{i(j-1)}, \tag{17}$$

где

$$t_{i(j-1)} = \begin{cases} \dfrac{m_i\left(-U_{ix(j-1)} + \sqrt{U^2_{ix(j-1)} - 2\dfrac{eE_{x(j-1)}}{m_i}}\,\Delta x\right)}{eE_{x(j-1)}} & \text{при} \quad \Delta x > 0, \\[2ex] \dfrac{m_i\left(-U_{ix(j-1)} - \sqrt{U^2_{ix(j-1)} - 2\dfrac{eE_{x(j-1)}}{m_i}}\,\Delta x\right)}{eE_{x(j-1)}} & \text{при} \quad \Delta x < 0. \end{cases}$$

Следует отметить, что при $\Delta x > 0$ расчет по указанным формулам осуществляется до момента выполнения равенства аргумента комплексного числа $U_{ij} = U_{ixj} + iU_{iyj}$ углу $-\pi/2$, так как в этом случае меняется направление вектора $\mathbf{U}_{ix}$ и ион под воздействием электростатического поля отклоняется от своего предыдущего направления. Дальнейший расчет траектории иона при $\Delta x < 0$ осуществляется до выполнения равенства аргументов U_{ij} и E_j, что будет свидетельствовать о переходе положительного иона на новую силовую линию.

Путем подстановки значений координат $x_{i(j-1)} + \Delta x$, y_{ij} в систему (2) находятся соответствующие значения u_j и v_j, с помощью которых по выражению (4) вычисляется напряженность поля на участке, ограниченном точками с координатами $(x_{i(j-1)} + \Delta x, y_{ij})$ и $(x_{ij} + \Delta x, y_{i(j+1)})$.

Вычисления проводятся по формулам (2), (4), (9)–(17) до момента столкновения иона с катодом с учетом упругих потерь иона в результате его столкновений с молекулами остаточного газа, совершаемых при выполнении условия $l_i = \lambda_i$. Если энергия ε_{im}, с которой ион бомбардирует катод, больше пороговой, т. е. $\varepsilon_{im} > \gamma\varepsilon_b$ (где ε_b — энергия сублимации атомов материала катода, равная, например, для алюминия 3.26 эВ [29]), то начинается распыление атомов материала катода [25] с последующим образованием на его поверхности ямок травления [2].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты проводились при давлении газа $p = 0.15$ Торр, его температуре $T = 293$ К, напряжении на электродах $V = 1200$ В, значении константы $C = 0.12$ мм, соответствующей межэлектродному расстоянию $h = 1.2$ мм и радиусу отверстия в аноде $D = 0.9$ мм [4]. Значения величин Δx и Δy задавались равными 0.5 мм. Полный размер расчетной области задавался до 20 мм по оси x и до 200 мм по оси y. Концентрация заряженных частиц в объеме принималась равной $n_e \approx 3 \cdot 10^9$ см$^{-3}$ [1], поэтому, согласно работе [30], влияние электрического поля, создаваемого такими частицами, на их траектории в расчетах можно не учитывать. В результате с помощью изложенной выше модели были построены расчетные траектории движения электронов и положительных ионов в высоковольтном газовом разряде в азоте, существующем в неоднородном электростатическом поле, а также зависимость модуля напряженности такого поля от расстояния, отсчитываемого от

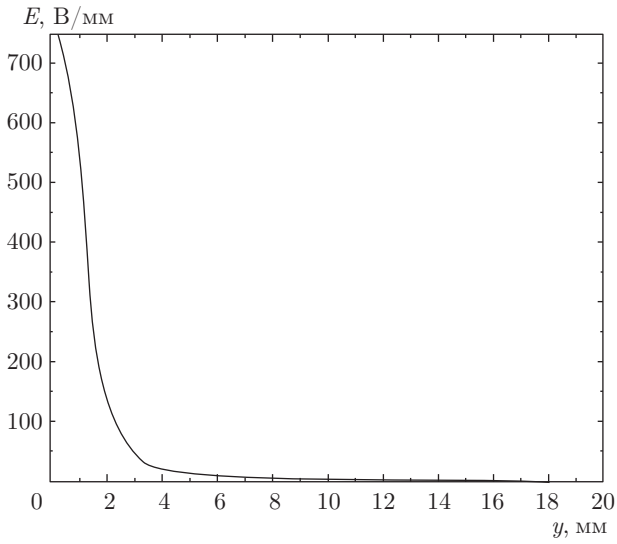

Рис. 2. Зависимость напряженности электростатического поля от координаты y вдоль оси отверстия в аноде

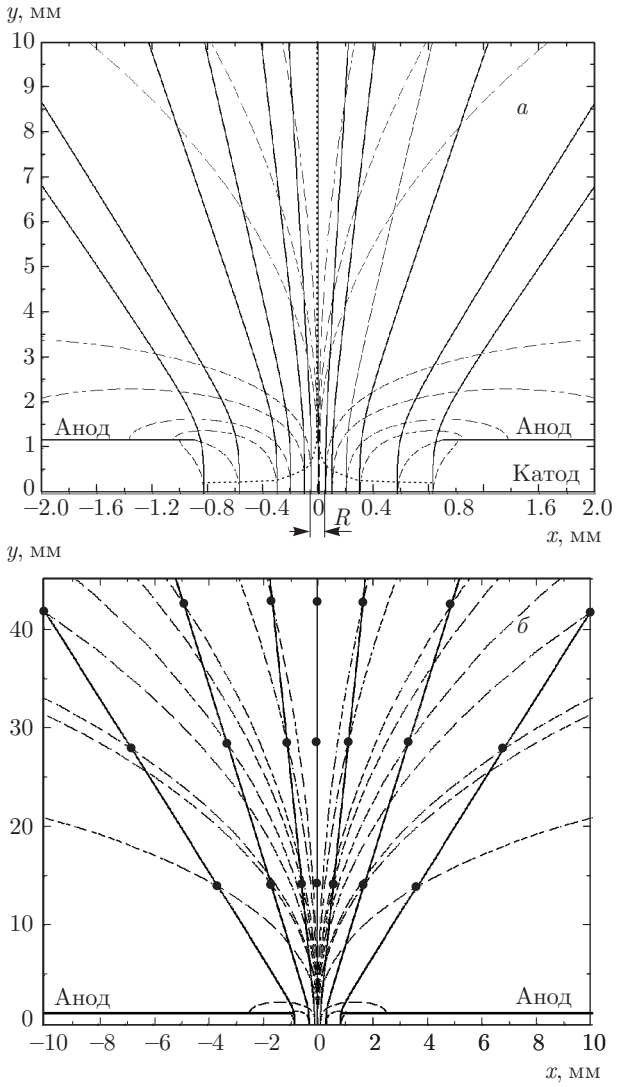

Рис. 3. Изображения траекторий движения электронов (сплошные линии) и силовых линий (штриховые) в укрупненном масштабе (*а*) и в исходном виде (*б*) (• — точки ионизации молекулы азота электроном, пунктир — граница области, в которой траектории электронов совпадают с прямолинейными участками силовых линий поля)

поверхности катода в направлении распространения разряда (вдоль оси y) (см. рис. 2).

На рис. 2 приведены результаты расчета зависимости $E = f(y)$, из которой видно, что величина напряженности E резко убывает за пределами электродов ($y > 1.2$ мм) в направлении распространения разряда с 400 В/мм в области отверстия анода до 1 В/мм на расстоянии 13.5 мм от него. Сильное неоднородное электростатическое поле в межэлектродном пространстве ($0 < y < 1.2$ мм) достигает величин 760–400 В/мм. Высокие градиенты поля ускоряют заряженные частицы в межэлектродном пространстве до значительных скоростей, формируют во внеэлектродном пространстве направленное свободное движение зарядов, определяя их энергию и траекторию. Сделанные расчеты подтверждают соответствующие качественные оценки, представленные в ряде работ [1, 2, 5].

Анализ траекторий движения электронов, представленных в укрупненном масштабе на рис. 3*а*, показывает, что, покидая поверхность катода под действием указанного градиента электростатического поля, электроны начинают свое движение в межэлектродном пространстве по прямолинейным участкам силовых линий данного поля. При этом длина прямолинейных участков L увеличивается в направлении от края отверстия в аноде до оси симметрии электродной системы и изменяется по параболическому закону в диапазоне соответственно от 0.025 мм до 200 мм. Электроны, обладая относительно малой массой, приобретают значительные скорости ($2.2 \cdot 10^7$ м/с) на первой длине своего свободного пробега λ_{e1}. Отметим, что величина λ_{e1} для электронов, осуществляющих движение по отмеченным траекториям, приблизительно одинакова и составляет 14.25 мм. Вследствие инерции электроны стремятся двигаться прямолинейно, чем объясняется несовпадение их траекторий с направлением распространения силовых линий при отклонении последних от прямолинейности. Из рис. 3*а* и соответствующих результатов расчета следует, что максимальная плотность прямолинейных участков

силовых линий с относительно большой длиной наблюдается в области R оси симметрии электродной системы диаметром $d_R = 100$ мкм. Именно в этой области происходит совпадение траекторий движения электронов и ионов на длинах L, соизмеримых с размерами межэлектродного пространства либо превышающих их. Следовательно, ионы, образованные на таких силовых линиях, двигаясь по прямолинейным участкам, в большинстве своем достигают катода в точке вылета электрона, что является необходимым условием возникновения и самоподдержания высоковольтного газового разряда [5]. При напряжении на электродах $V = 1200$ В энергия ионов, с которой они бомбардируют поверхность катода, согласно проведенным расчетам, составляет порядка 1162.8 эВ, что достаточно для интенсивного распыления его материала и возникновения ионно-электронной эмиссии, за счет которой поддерживается рассматриваемый разряд. Электроны, покидающие поверхность катода под действием градиента поля, двигаются по траекториям, представленным на рис. 3, набирая на первой длине своего свободного пробега энергию порядка 1186.7 эВ, достаточную для ионизации молекул остаточного газа и образования положительных ионов. При этом диаметр такой области катода равен 1.66 мм при диаметре отверстия в аноде 1.8 мм, что определяет границы объемной ионизации электронным ударом. Электроны, образованные в результате ионизации, начинают двигаться со скоростями, векторы которых сонаправлены с векторами скоростей электронов, осуществляющих эту ионизацию (см. рис. 3*б*), что хорошо согласуется с выводами, сделанными в работе [27]. Вдоль подобных траекторий осуществляются акты объемной ионизации электронным ударом при условии, что энергия электрона больше или равна энергии ионизации. В свою очередь, электроны, потерявшие в результате неупругого взаимодействия практически всю энергию, в дальнейшем совершают упругие соударения и в ионизации остаточного газа участия не принимают, поэтому их траектории не рассматриваются. Тем не менее предлагаемая модель позволяет рассчитывать траектории таких электронов.

Согласно результатам расчетов, ион, образованный электроном, покинувшим поверхность катода в точке $x = 0.83$ мм, двигается по силовой линии, соответствующей осевой зоне поверхности катода, в его сторону (см. рис. 4, участок a) и до взаимодействия с ним совершает до 13 столкновений с молекулами азота. После этого, в соответствии с принятыми при построении модели допущениями, такой

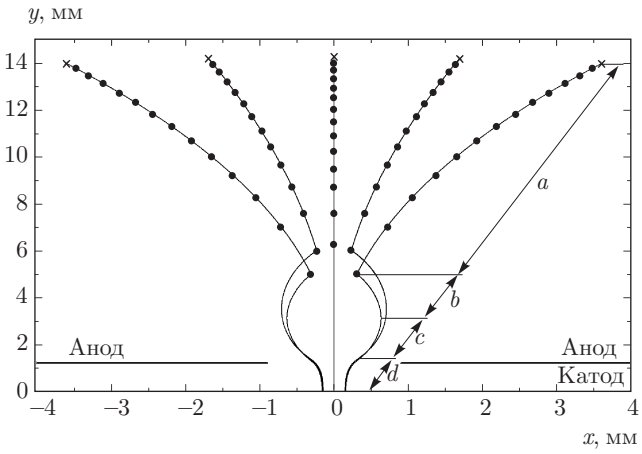

Рис. 4. Траектории движения положительных ионов (× — точки ионизации молекулы азота электроном, • — точки упругого взаимодействия иона с молекулой азота)

ион ввиду упругого соударения с молекулой рассеивается на некоторый угол φ и продолжает движение по траектории, отличной от первоначальной, изменив свое направление (см. рис. 4, участок b). Сила, определяемая электростатическим полем, формируемым рассматриваемой электродной системой, действуя на ион, изменяет его траекторию и возвращает ион на другую силовую линию. Другими словами, происходит поворот горизонтальной составляющей вектора скорости иона $\mathbf{U}_i$ по часовой стрелке. Момент, когда величина U_{ix} становится равной нулю, свидетельствует о переходе иона с участка b на участок c траектории (см. рис. 4). Участок c, в свою очередь, в результате влияния на положительный ион напряженности поля переходит в силовую линию (см. рис. 4, участок d). Дальнейшее движение иона по этой силовой линии приводит к его столкновению с катодом и, как следствие, ионно-электронной эмиссии. Необходимо отметить, что с приближением иона к электродам наблюдается увеличение его длины свободного пробега (см. рис. 4), свидетельствующее об ускорении иона в данном пространстве, обусловленном действием высокого градиента поля (см. рис. 2). Указанное характерно для всех положительных ионов, образованных за счет объемной ионизации электронным ударом. При этом с увеличением длины прямолинейного участка силовой линии уменьшается вероятность рассеяния на молекулах остаточного газа ионов, двигающихся по данной силовой линии, увеличивается их энергия, а следовательно, возрастает коэффициент распыления поверхностных атомов материала катода. В результате такого распыления на его поверхности фор-

мируется ямка травления (зона C_{emis}) диаметром 300 мкм, содержащая область R диаметром $d_{R\,exp} \approx$ $\approx$ 100 мкм (см. рис. 5) [2], наличие которой объясняется сосредоточением в ней силовых линий поля с наибольшими значениями длин прямолинейных участков. Представленные экспериментальные данные подтверждают их соответствие результатам расчета ($d_{R\,exp} \approx d_R$). Профиль такой ямки травления (см. рис. 5*б*) соответствует описанным ранее характерам изменения величины L и энергии ионов. Согласно построенной модели, ямка на поверхности катода диаметром 300 мкм получается при рассеянии иона на угол $\varphi \leq 30°$. Следовательно, области поверхности катода диаметром 300 и 100 мкм определяют границы ионно-электронной эмиссии и осевую зону, участвующую в формировании разряда. Результаты расчетов согласуются с результатами исследования вольт-амперной характеристики рассматриваемого разряда, с помощью которых экспериментально установлено, что разряд возникает и поддерживается за счет объемной ионизации электронным ударом, а также ионно-электронной эмиссии при напряжениях на электродах $V \geq 1000$ В [1].

Таким образом, предложенная модель позволяет дать качественное и количественное объяснение особенностям поведения заряженных частиц высоковольтного газового разряда в неоднородном электростатическом поле, а также механизмам возникновения и самоподдержания такого разряда.

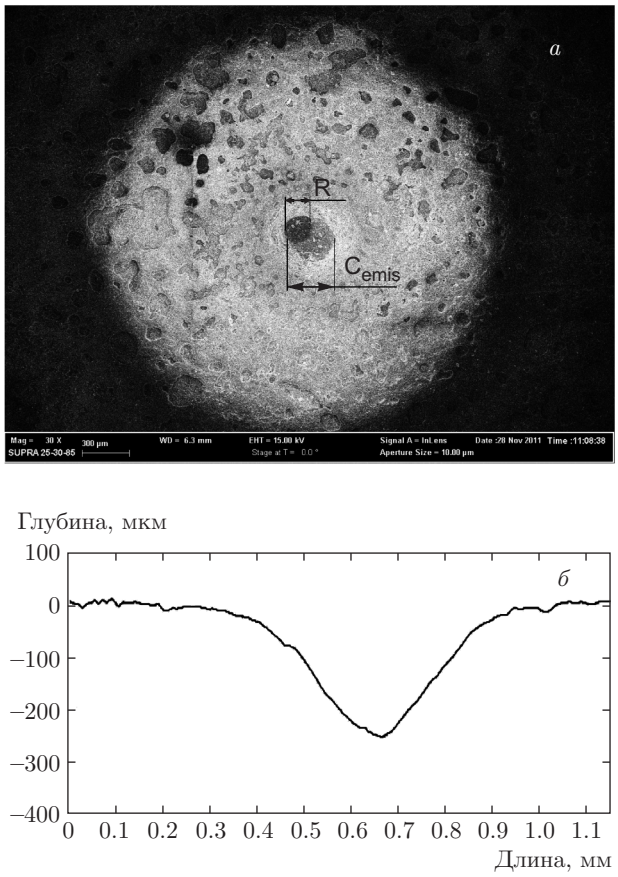

Рис. 5. Вид поверхности катода в области отверстия в аноде (*а*) и профиль ямки травления на поверхности катода, образованной положительными ионами (*б*)

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием разработанной модели впервые проведены подробные расчеты траекторий движения электронов и положительных ионов в высоковольтном газовом разряде в азоте, существующем в неоднородном электростатическом поле, а также напряженности данного поля, существенным образом дополняющие и уточняющие качественные оценки, представленные в работе [5]. По результатам расчета напряженность рассматриваемого поля во внеэлектродном пространстве достигает величины, на несколько порядков меньшей, чем между электродами (10^4 В/см), что подтверждает формирование за пределами межэлектродного пространства свободного движения зарядов с определенными энергиями и траекториями. Благодаря указанному, в работах [1, 3] на основе проведенных экспериментальных исследований был предложен новый подход к генерации низкотемпературной плазмы во внеэлектродном пространстве с помощью отмеченного разряда.

При заданных параметрах и давлении количественно определен характер изменения длин прямолинейных участков силовых линий поля от края отверстия в аноде до оси симметрии электродной системы (от 0.025 до 200 мм), что позволило уточнить по сравнению с работой [5] размеры участвующей в формировании разряда осевой зоны поверхности катода, в рамках которой наблюдается совпадение траекторий движения электронов и положительных ионов. С помощью рассчитанных траекторий заряженных частиц определены границы объемной ионизации электронным ударом и ионно-электронной эмиссии, за счет которых возникает и поддерживается горение разряда. Установлено, что положительные ионы, образующиеся в результате объемной ионизации электронным ударом, осуществляют движение по силовым линиям, соответствующим осевой зоне поверхности катода, набирая энергию, достаточную для его распыления.

Разработанная модель позволяет:

— анализировать влияние параметров электродной системы, формирующей высоковольтный газовый разряд, на кинетику заряженных частиц в таком разряде;

— уточнить физические и математические модели взаимодействия данных частиц с поверхностью, представленные в работах [1, 2, 6–8, 31, 32];

— создать новый класс газоразрядных приборов, генерирующих широкоформатные потоки внеэлектродной плазмы, свободных от недостатков, характерных для традиционных методов и устройств генерации низкотемпературной плазмы. В связи с этим логическим продолжением проделанной работы является создание аналогичной модели для случая электродной системы, состоящей из катода и сетчатого анода, позволяющей получать отмеченные выше потоки плазмы.

В целом полученные результаты находятся в согласии с результатами, полученными ранее в экспериментах по исследованию особенностей высоковольтного газового разряда [1, 5] и формируемой с его помощью внеэлектродной плазмы [1, 2], которая может представлять определенный интерес для нанотехнологических приложений.

Авторами выражается искренняя благодарность И. В. Вагнеру, Э. И. Болгову, В. Ф. Гракуну, В. Л. Гохфельду и В. А. Кудлаю за статью [5], определившую направление, в рамках которого авторы работают более 25 лет и без которой данная работа не появилась бы на свет.

Работа выполнена при поддержке грантов Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых — докторов наук МД-5205.2016.9 и РФФИ (проект № 16-07-00494 А).

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Л. Казанский, В. А. Колпаков, *Формирование оптического микрорельефа во внеэлектродной плазме высоковольтного газового разряда*, Радио и связь, Москва (2009).

2. В. А. Колпаков, А. И. Колпаков, В. В. Подлипнов, ЖТФ **83**(4), 41 (2013).

3. N. L. Kazanskiy, V. A. Kolpakov, and V. V. Podlipnov, Vacuum **101**, 291 (2014).

4. М. А. Маркушин, В. А. Колпаков, С. В. Кричевский и др., ЖТФ **85**(3), 60 (2015).

5. И. В. Вагнер, Э. И. Болгов, В. Ф. Гракун и др., ЖТФ **44**(8), 1669 (1974).

6. В. А. Колпаков, Микроэлектроника **31**, 431 (2002).

7. Н. Л. Казанский, А. И. Колпаков, В. А. Колпаков, Микроэлектроника **33**, 218 (2004).

8. Н. Л. Казанский, В. А. Колпаков, ЖТФ **79**(9), 41 (2009).

9. В. А. Колпаков, А. И. Колпаков, С. В. Кричевский, ПТЭ вып. 2, 60 (2014).

10. В. А. Колпаков, А. И. Колпаков, С. В. Кричевский, ПТЭ вып. 5, 108 (2015).

11. В. И. Ерофеев, *Принципы разработки высокоинформативных моделей плазменной кинетики*, Изд-во Сибирского отделения РАН, Новосибирск (2013).

12. Л. Д. Цендин, УФН **180**, 139 (2010).

13. M. Capitelli, C. M. Ferreira, B. F. Gordiets et al., *Plasma Kinetics in Atmospheric Gases*, Springer, Berlin (2000).

14. N. L. Aleksandrov, S. V. Kindysheva, and I. V. Kochetov, Plasma Sources Sci. Technol. **23**, 015017 (2014).

15. А. А. Орликовский, К. В. Руденко, С. Н. Аверкин, Химия высоких энергий **40**(2), 1 (2006).

16. А. А. Сердобинцев, А. Г. Веселов, О. А. Кирясова, ФТП **42**(4), 496 (2008).

17. Qi Wang, Xiangke Wang, Zhifang Chai et al., Chem. Soc. Rev. **42**, 8821 (2013).

18. V. A. Soifer, *Diffractive Nanophotonics*, CRC Press, London (2014).

19. А. Л. Александров, И. В. Швейгерт, ЖЭТФ **137**, 966 (2010).

20. М. Г. Путря, *Плазменные методы формирования трехмерных структур УБИС*, МИЭТ, Москва (2005).

21. N. V. Gavrilov, A. S. Mamaev, S. A. Plotnikov et al., Surf. Coat. Technol. **204**, 4018 (2010).

22. X. L. Deng, A. Yu. Nikiforov, P. Vanraes et al., J. Appl. Phys. **113**, 023305 (2013).

23. A. Y. Kovalgin, A. Boogaard, I. Brunets et al., Surf. Coat. Technol. **201**, 8849 (2007).

24. Н. Н. Миролюбов, М. В. Костенко, М. Л. Левинштейн и др., *Методы расчета электростатических полей*, Высшая школа, Москва (1963).

25. А. А. Кудрявцев, А. С. Смирнов, Л. Д. Цендин, *Физика тлеющего разряда*, Лань, Санкт-Петербург (2010).

26. Э. Д. Лозанский, О. Б. Фирсов, *Теория искры*, Атомиздат, Москва (1975).

27. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Наука, Москва (1992).

28. Л. А. Арцимович, С. Ю. Лукьянов, *Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях*, Наука, Москва (1972).

29. В. А. Никоненко, *Математическое моделирование технологических процессов*, МИСиС, Москва (2001).

30. Л. А. Арцимович, *Элементарная физика плазмы*, Госатомиздат, Москва (1963).

31. В. А. Колпаков, ФХОМ вып. 5, 41 (2006).

32. В. А. Колпаков, ФХОМ вып. 1, 53 (2007).