

УДК 537.525

## КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА НА ЛЕВОЙ ВЕТВИ КРИВОЙ ПАШЕНА С КАТОДНЫМ ИНИЦИИРОВАНИЕМ ПРОБОЯ

© 2019 г. А. В. Козырев<sup>1</sup>, \*, Ю. Д. Королев<sup>1</sup>, Н. С. Семенюк<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сильноточной электроники  
Сибирского отделения Российской академии наук, Томск, Россия

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

Поступила в редакцию 20.05.2019 г.

После доработки 20.06.2019 г.

Принята к публикации 27.07.2019 г.

На базе кинетического описания электронной и ионной подсистемы плазмы демонстрируется физический механизм формирования объемной структуры разряда низкого давления в плоском диоде. Моделирование дает возможность проследить за всеми деталями этого процесса, в том числе за эволюцией функций распределения электронов и ионов по энергиям на всех этапах развития пробоя. Выявлен механизм формирования потока ионов к аноду в нестационарной фазе пробоя.

DOI: 10.1134/S0367676519110152

### ВВЕДЕНИЕ

Объемный разряд низкого давления широко используется в разных технических устройствах, например, он является основой плазменных источников заряженных частиц и сильноточных коммутирующих приборов [1, 2]. Под разрядом низкого давления мы понимаем такую ситуацию, когда длина свободного пробега заряженных частиц (обычно имеются ввиду электроны) превышает размеры разрядной системы или, по крайней мере, соизмерима с ними. Для одномерной плоской геометрии разрядного промежутка эта ситуация реализуется при произведениях давления на длину зазора  $pd$ , отвечающих левой ветви кривой Пашена [3], описывающей растущую зависимость статического пробивного напряжения  $U_{br}(pd)$  при уменьшении параметра  $pd$ .

Разряд низкого давления имеет специфические черты, выделяющие его на фоне других видов разряда: коронного, тлеющего, дугового, разряда высокого давления. В частности, низкое давление газа в таком разряде требует нетривиальных методов его инициирования и поддержания.

Часто в технических устройствах разряд низкого давления иницируют инъекцией плазмы в промежуток, к которому предварительно приложено напряжение источника [4]. В качестве иницирующей плазмы обычно используют вспомогательный разряд по поверхности диэлектрика на катодном узле. В работе [5] исследовали механизм развития последующего пробоя, который в

кратком изложении состоит в следующем: электроны, эмитированные из плазмы вспомогательного разряда, двигаясь в приложенном поле к аноду промежутка в режиме близком к свободному пробегу, ионизуют разреженный газ, оставляя в промежутке ионы. Эти ионы, являясь по сравнению с электронами, малоподвижными, накапливаются в объеме промежутка, постепенно все больше и больше искажая исходное распределение электрического потенциала. Начиная с некоторого момента, положительный заряд ионов приводит к перераспределению электрического потенциала, формируя типичную для тлеющего разряда структуру: основное падение потенциала сосредоточено в узкой прикатодной области, а почти весь промежуток занимает эквипотенциальная область квазинейтральной плазмы. Однако одномерная аналитическая модель начальной стадии перераспределения потенциала [5] не могла адекватно описать стадию заполнения плазмой объема разрядного промежутка вплоть до формирования стационарной фазы разряда. Цель настоящей работы состоит в моделировании стадии формирования разряда низкого давления на основе полностью кинетической модели, как для электронной так и для ионной подсистемы плазмы.

### КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАЗРЯДА

Основное преимущество последовательного кинетического описания плазмы на основе уравнения Больцмана состоит в том, что мы можем

постоянно следить за эволюцией всего спектра электронов и ионов в разряде, самосогласованно учитывая влияние на него электрического поля и элементарных процессов столкновений заряженных частиц с атомами газа. Методы описания и решения кинетического уравнения Больцмана были успешно апробированы на примере моделирования пробоя газа высокого давления [6].

Здесь мы использовали математическую модель для плоского одномерного диода с площадью электродов  $S$ , длиной  $d$ , заполненного азотом пониженного давления  $p$ , включенного последовательно в цепь с источником заданного напряжения  $U$ .

Основные уравнения модели – это два кинетических уравнения Больцмана для плотности распределения электронов,  $f(x, v, t)$ , и однозарядных положительных ионов  $N_2^+$ ,  $F(x, v, t)$ , по скоростям:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{e}{m} E \frac{\partial f}{\partial v} = -Q_- + Q_+ + S_{scat}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} + v \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{e}{M} E \frac{\partial F}{\partial v} = Q_{ion} + S_{exch}. \quad (2)$$

Здесь  $e$  – элементарный заряд,  $m$ ,  $M$  – масса электрона и иона, соответственно,  $E(x, t)$  – напряженность электрического поля. Первое слагаемое  $Q_-$  в правой части (1) описывает процесс “уничтожения” электронов в данном элементе фазового пространства за счет неупругих электрон-атомных столкновений, второе слагаемое  $Q_+$  описывает “рождение” электронов в других элементах фазового пространства в тех же неупругих процессах, третье слагаемое  $S_{scat}$  описывает влияние рассеивающих упругих столкновений на функцию распределения электронов. Правая часть уравнения (2) включает слагаемое,  $Q_{ion}$ , описывающее генерацию ионов в результате столкновений электронов с атомами, а второе слагаемое  $S_{exch}$  учитывает резонансную перезарядку ионов на атомах.

Система уравнений (1), (2) дополняется одномерным уравнением Пуассона для электрического потенциала и выражением для вычисления напряженности поля

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_e - n_i), \quad E = -\frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad (3)$$

где  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума,  $n_e$  и  $n_i$  – концентрации электронов и ионов определяются как моменты функции распределения:

$$n_i(x, t) = \int F(x, v, t) dv, \quad n_e(x, t) = \int f(x, v, t) dv.$$

Система интегро-дифференциальных уравнений (1)–(3) позволяет получить полностью самосогласованное кинетическое описание переноса электронов в разрядном промежутке.

В рамках “экономичной” модели разряда мы ограничились учетом упругих и неупругих столкновений только двух типов. Неупругие столкновения электронов описывали реальными сечениями ударной ионизации атомов из основного состояния  $\sigma_{ion}$ , а упругие столкновения описывали транспортным сечением  $\sigma^*$ , также известными из литературных данных [7]. Сечение ионной перезарядки полагали постоянным  $\sigma_{exch} = 10^{-15}$  см<sup>2</sup>. В рамках одномерной модели абсолютно корректно учесть влияние рассеивающих столкновений невозможно, так как рассеяние представляет собой принципиально трехмерный процесс. Поэтому для учета рассеивающих электронных процессов использовалось приближение “вперед–назад”.

Неупругие процессы в форме ударной ионизации описываются следующим образом. Полагаем, что “первичный” электрон с кинетической энергией  $\epsilon$  сталкиваясь с атомной частицей, порождает два “вторичных” электрона: медленный с энергией  $\epsilon_s = I \ln(\epsilon/I)$  и быстрый –  $\epsilon_f = \epsilon - I(1 + \ln(\epsilon/I))$ , где  $I$  – пороговая энергия реакции (в модели она равна энергии ионизации атома). Это существенное упрощение реального процесса, в котором имеется вероятностный разброс в энергиях вторичных электронов. Однако мы пошли на это упрощение, так как оно позволяет принципиально верно описать сам процесс перераспределения кинетической энергии электрона во всем диапазоне ионизационных столкновений.

## РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОБОЯ ПЛОСКОГО ПРОМЕЖУТКА

Система уравнений (1)–(3) позволяет описывать разрядные процессы с очень широким кругом начальных условий: нестационарным профилем импульса напряжения источника питания  $U(t)$ , различным начальным распределением плазмы  $n(x)$ , наличием потока инжектированных электронов на катоде  $j_{em}(t)$  с произвольным энергетическим спектром  $f_0(\epsilon)$ .

Ниже мы ограничимся иллюстрацией результатов моделирования ситуации, которая ранее уже была предметом наших исследований [5]. Речь идет о плоском промежутке с предварительно поданным постоянным напряжением на аноде. Инициирование разряда происходит за счет мгновенного появления в катодной плоскости плазменного источника с высокой эмиссионной способностью электронов.

Численные параметры задачи, для которой получены приведенные ниже иллюстрации, были такие: длина промежутка 0.5 см, концентрация молекул азота  $4 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> (давление 1.5 Па), напряжение источника питания 10 кВ. При таких величинах плотность тока вакуумного диода с

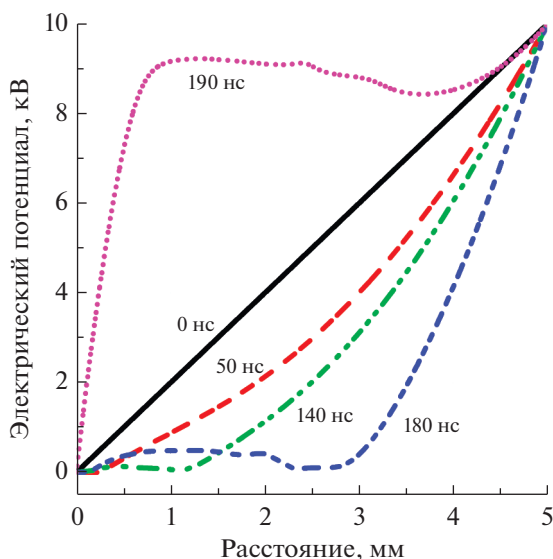


Рис. 1. Распределения электрического потенциала в промежутке в различные моменты времени.

ограничением тока пространственным зарядом электронов (плотность тока Чайльда–Ленгмюра)  $9.3 \text{ А/см}^2$ , поэтому на катодной поверхности задавалась концентрация электронов с температурой  $1.5 \text{ эВ}$  на уровне, обеспечивающем плотность эмиссионного тока  $65 \text{ А/см}^2$ . Эти параметры были выбраны, чтобы можно было использовать наши расчеты для анализа характеристик коммутаторов тока, работающих на базе псевдоискровых разрядников [8].

На рис. 1 показаны рассчитанные распределения электрического потенциала в промежутке для пяти характерных моментов развития пробоя после начала инжекции электронов на катоде (на оси абсцисс координата в мм). Как видно, уже к

50-ой наносекунде в промежутке сформировалось распределение потенциала, характерное для вакуумного диода, работающего в режиме ограничения тока пространственным зарядом. К 140-ой нс вблизи катода появляется эквипотенциальная область, заряженная до потенциала в несколько сот вольт, которая постепенно к 180-ой нс распространяется примерно до середины промежутка. Это область квазинейтральной плазмы. Затем очень быстро (в этом варианте за 10 нс) происходит перераспределение потенциала, в результате которого квазинейтральная плазма заполняет весь промежуток и при этом заряжается практически до потенциала анода. Столь быстрая зарядка всего объема плазмы обусловлена тем, что электроны из нее быстро уходят на анод за счет нарастающей плотности электронного тока в прианодной области падения потенциала, а малоподвижные ионы практически не меняют своего положения.

Эти физические процессы хорошо демонстрируются на фазовых портретах электронной и ионной функций распределения по энергиям. На рис. 2 приведены мгновенные портреты электронной и ионной плотности распределения на фазовой плоскости координата – кинетическая энергия в моменты времени 140 и 180 нс. Внизу обоих рисунков показана шкала плотности распределения в логарифмическом масштабе (например, цифра “11” на шкале соответствует плотности частиц  $10^{11} \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$ ). Положительные знаки кинетической энергии отвечают прямому движению частиц (от катода к аноду), а “отрицательные кинетические энергии” описывают частицы, движущиеся от анода к катоду.

В частности, на рисунках хорошо видны движущиеся к катоду электроны, рассеянные назад в результате упругих столкновений. За счет перераспределения энергий в неупругих столкнове-

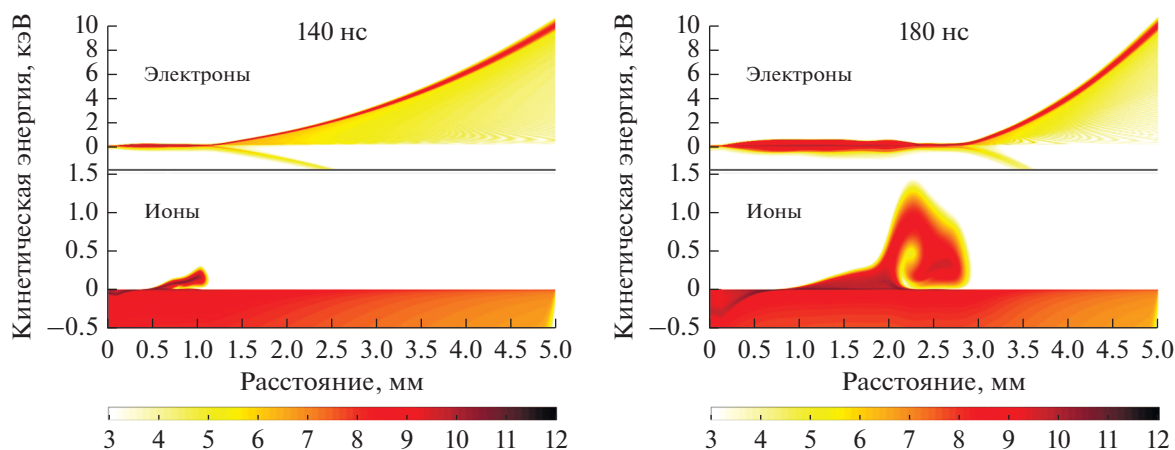


Рис. 2. Фазовые портреты плотности электронной и ионной функций распределения в промежутке в момент времени 140 и 180 нс.

ниях в сплошном спектре присутствуют электроны всех энергий (от нуля до величины ускоряющего потенциала в данной точке). Из-за того, что сечения электронных столкновений в азоте имеют максимальные величины в области сравнительно малых энергий (примерно до 150 эВ), вблизи катода рассеянных электронов много, а в прианодной области их на несколько порядков меньше. На фазовых портретах хорошо виден участок плотной квазинейтральной плазмы вблизи катода: там велика плотность ансамбля термализованных (низкоэнергетичных) электронов. С границы этой плотной плазмы эмитируется почти моноэнергетичный электронный пучок, который движется к аноду в режиме свободного пролета, порождая по пути редкие вторичные электроны и ионы.

Особый интерес представляет другой эффект: в промежутке в результате формирования локально немонотонного распределения потенциала появляются ионы, движущиеся к аноду с энергиями до 1 кэВ. Они видны на фазовых портретах ионной подсистемы на рис. 2 в виде ярко выраженных “языков” плотности ионов с положительной кинетической энергией на фоне основного потока ионов, движущихся к катоду.

Зарождается анодо-направленный поток ионов в момент времени 140 нс в области спадающего электрического потенциала, как это видно на соответствующем графике потенциала на рис. 1 (кривая 140 нс). К моменту времени 180 нс этот поток приобретает значительную кинетическую энергию (примерно до 1 кэВ), что соответствует потенциалу плотной прикатодной плазмы в этот момент времени (кривая 180 нс на рис. 1). Как видно из рис. 2 (180 нс), сначала этот поток наталкивается на прианодный барьер тормозящего поля (на фазовой плоскости эффект отражения потока от барьера отображается в виде закрученного вихря). Но после момента времени 190 нс энергия поля в этой области сильно уменьшается, как видно из кривой 190 нс на рис. 1, и ионы с большой положительной энергией имеют возможность достигнуть анода. Расчеты показали, что после 200-ой нс потенциал объемной плазмы практически равен анодному, поле в этой области близко к нулю, и на анод по инерции идет заметный ионный поток с широким энергетическим спектром, плавный максимум которого лежит в области энергий 1 кэВ. Импульс потока горячих ионов имеет длительность порядка 30 нс на полувысоте и амплитуду на уровне  $200 \text{ мА} \cdot \text{см}^{-2}$ . При этом полный ток разряда (поток электронов) выходит на квазистационарный уровень  $100 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанная теоретическая модель одномерного разряда низкого давления, базирующая-

ся на последовательном кинетическом описании электронной и ионной подсистемы плазмы, позволяет в деталях описать весь процесс формирования такого разряда, исходя из первых принципов физической кинетики. Моделирование, подтвердив в целом ранее сформулированные закономерности такого процесса, позволяет корректно получить основные количественные характеристики разряда в широком диапазоне условий задачи. В частности, расчеты показали, что нестационарная фаза развития пробоя плоского межэлектродного промежутка, заполненного газом низкого давления, протекает с быстрым изменением пространственного распределения концентрации заряженных частиц и электрического поля. При этом неизбежно возникает ситуация, когда электрический потенциал в промежутке немонотонно зависит от координаты, то есть в объеме разряда появляются области с инверсией направления электрического поля. Эти знакопеременные поля являются причиной появления “аномально” направленных потоков заряженных частиц, в частности, анодо-направленных потоков положительных ионов. Из многочисленных данных известно, что такие потоки ионов со сравнительно высокой энергией направленного движения наблюдаются в вакуумных дугах [9]. В данной работе показано, что даже в одномерной постановке кинетической задачи такие потоки могут иметь место, и одной из причин их появления является именно немонотонное распределение электрического потенциала. Стоит отдельно отметить, что метод кинетического уравнения, в отличие от гидродинамического метода описания плазмы, естественным и непротиворечивым образом описывает такие ситуации.

Работа выполнена в рамках проекта Российского научного фонда № 19-19-00123.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Korolev Y.D., Koval N.N.* // J. Phys. D. 2018. V. 51. Art. № 323001.
2. *Oks E.M.* // Plasma Sources Sci. Tech. 1992. V. 1. № 4. P. 249.
3. *Райсер Ю.П.* Физика газового разряда. Долгопрудный: Изд. дом Интеллект, 2009, 736 с.
4. *Kovalchuk B.M., Zherlitsyn A.A., Tsoy N.V.* // Las. Part. Beams. 2016. V. 34. № 4. P. 631.
5. *Kozyrev A.V., Korolev Yu. D. et al.* // J. Appl. Phys. 1993. V. 74. P. 5366–5371.
6. *Кожевников В.Ю., Козырев А.В., Семенюк Н.С.* // Изв. вузов. Физ. 2017. Т. 60. № 8. С. 148; *Kozhevnikov V.Y., Kozyrev A.V., Semeniuk N.S.* // Russ. Phys. J. 2017. V. 60. № 8. P. 1425.
7. *Itikawa Y.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2006. V. 35. № 1. P. 31.
8. *Korolev Y.D., Geyman V.G., Frants O.B. et al.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2001. V. 29. № 5. P. 796.
9. *Anders A., Oks E.M., Yushkov G.Y. et al.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2005. V. 33. № 5. P. 1532.