

РАЗВИТИЕ КНУДСЕНОВСКОГО РАЗРЯДА ПРИ ТОКЕ,  
ОГРАНИЧЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ЗАРЯДОМ

Ю. Е. Крейндель, Е. А. Литвинов, Е. Ю. Садовская

Изучены физические процессы, сопровождающие разряд низкого давления при выполнении условия Кнудсена. Построена физическая модель. Численная реализация модели для плоского и сферического случаев позволила исследовать динамику разряда для термокатода и катодного пятна. При определенном давлении остаточного газа в промежутке обнаружено появление области с немонотонным изменением потенциала по координате. В случае возникновения этой области возле анода или катода (при наличии расширяющейся катодной плазмы) разряд развивается устойчиво. При возникновении области с немонотонным ходом потенциала в середине промежутка возможно развитие неустойчивостей, быстро переводящих разряд в дуговую стадию.

## Введение

Общность физических процессов, протекающих в кнудсеновских разрядах с термокатодом и катодным пятном, в частности формирование дуговых разрядов, побуждает к такому анализу развития этого разряда, который позволил бы объяснить с единых позиций возможности установления стационарного режима, не переходящего в дугу; возможности протекания стационарного разряда в условиях существования анодной плазмы [1]; зависимость от давления и уменьшение по сравнению с вакуумным случаем времени коммутации  $t_k$ , связанного с переходом в дугу, для промежутков с катодным пятном при длине промежутка  $d=5-15$  см и давлении остаточного газа  $p > 5 \cdot 10^{-3}$  Па [2].

Результаты теоретического рассмотрения кнудсеновского разряда, относящиеся к низковольтному разряду с термокатодом, получены с использованием в численной модели линейной аппроксимации сечения ионизации электронным ударом [3]. При изучении развития разряда с катодным пятном предполагалось, что межэлектродный промежуток заполняется плазмой за счет ионизации остаточного газа электронами, эмиттированными прикатодной плазмой [4]. Учтывалось, что сечение ионизации электронным ударом имеет максимум в диапазоне энергии от  $\varphi_{\max}$  до  $\gamma\varphi_{\max}$ , где  $\varphi_{\max}=100$  В и  $\gamma=2$ , и предполагалось, что распределение потенциала  $\varphi(x)$  между фронтом прикатодной плазмы и анодом соответствует закону «степени 3/2». При этом можно было определить местоположение возникновения ионно-плазменного слоя, т. е. положение эквипотенциалей  $\varphi_{\max}$  и  $\gamma\varphi_{\max}$ . Движение эквипотенциала  $\varphi_{\max}$  в сторону прикатодной плазмы приводило к слиянию ионно-плазменного слоя с основной прикатодной плазмой и сокращению межэлектродного промежутка на расстояние, соответствующее местоположению  $\gamma\varphi_{\max}$ . Заполнение межэлектродного промежутка плазмой происходило за счет последовательного повторения этого процесса. Было получено следующее выражение для средней скорости коммутации  $d/t_k$ :

$$\frac{d}{t_k} = \frac{1}{6} \sqrt{\frac{e}{m_e}} \left( \frac{\varphi_{\max}}{\varphi_0} \right)^{3/4} \left( \frac{j_0}{j_k} \right)^{1/4} \varphi_{\max}^{1/4} \varepsilon_{\max} n_0 d - \sqrt{\frac{e_i \varphi_{\max}}{m_i}}, \quad (1)$$

где  $\varphi_0$  — падение потенциала в начале коммутации,  $j_0$  — соответствующая плотность тока,  $j_k$  — плотность тока в конце коммутации,  $\varepsilon_{\max}$  — максимальное

сечение ионизации электронным ударом,  $n_0$  — концентрация остаточного газа,  $e_i$  и  $m_i$  — заряд и масса образовавшихся ионов. Соотношение хорошо согласуется с экспериментальными результатами [4].

## 1. Модель развития разряда в системе плоских электродов

В модели [4] использование прямоугольной формы сечения ионизации приводит к ступенчатому изменению электронного тока в промежутке. При этом остается неясным, является ли ступенчатый ход временной зависимости тока отражением ступенчатого характера физического процесса или это следствие приближенного моделирования. Поэтому была использована более полная численная модель развития разряда в плоском промежутке.

Как и в модели [4], возникновение ионов связывалось только с процессом ударной ионизации электронами. Для сечения ионизации в отличие от [3] использовались аппроксимационные формулы для всего диапазона энергии электронов [5]. Предполагалось также, что нарождающиеся ионы имеют нулевую скорость. Считалось, что катод обладает неограниченной эмиссионной способностью и на катоде выполняется условие  $\partial\varphi/\partial x=0$ .

Если в процессе развития разряда вблизи анода или катода появляется участок с  $\partial\varphi/\partial x \leq 0$  протяженностью  $d_2$  на расстоянии  $d_1$  от какого-либо из электродов,  $d_1 \ll d$  (что являлось следствием накопления в этой области большого положительного объемного заряда), то в этом случае область считалась заполненной плазмой с потенциалом, равным потенциалу анода (катода). Эмиссионный ток из катодной плазмы определялся согласно закону «степени 3/2». Поток ионов из анодной плазмы определяется их концентрацией и распределением по скоростям, которые сформировались в электрическом поле на границе с прианодной плазмой в момент ее возникновения. Граница анодной плазмы считается движущейся (см. раздел 2). Для описания процесса в промежутке, свободном от плазмы, была использована следующая система уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial t_i}{\partial t} + v \frac{\partial f_i}{\partial x} - \frac{e}{m_i} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial f_i}{\partial v} &= \frac{j}{e} n_0 \sigma(\varphi) \delta(v), \\ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} &= -\frac{4\pi j}{\sqrt{\frac{2e}{m_e} \varphi}} - 4\pi e_i \int f_i dv, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $f_i$ ,  $e_i$ ,  $m_i$  — функция распределения, заряд и масса иона;  $e$ ,  $m_e$  — заряд и масса электрона.

Граничные условия для системы (2) имеют вид

$$\begin{aligned} f_i(d, v) &= 0, \\ \varphi(d) &= \varphi_A, \quad \varphi(0) = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Потенциал анода  $\varphi_A$  с ростом тока через промежуток изменяется согласно соотношению

$$\varphi_A = \varphi_0 - RjS,$$

где  $\varphi_0$  — потенциал источника постоянного напряжения,  $R$  — сопротивление в цепи диода,  $j$  — плотность тока в диоде,  $S$  — площадь анода.

Решение системы уравнений (2) осуществлялось численными методами. Решение уравнения для функции распределения ионов было получено при использовании неявной разностной схемы Годунова—Лелевье [6, 7]. Для решения уравнения Пуассона наиболее стабильным оказался метод численного интегрирования правой части с применением итерационного процесса по схеме верхней релаксации для плотности электронного тока  $j$ .

## 2. Результаты численного моделирования разряда в системе плоских электродов с термокатодом

Рассмотрим развитие разряда в системе с термокатодом и плоскими электродами в среде, заполненной цезием при постоянном приложенном напряжении  $\varphi_0 < 2I$ , где  $I$  — потенциал понизации цезия.

Как следует из [3], первоначальное распределение потенциала в зазоре, соответствующее закону «степени 3/2», при накоплении в промежутке положительного объемного заряда, образовавшегося вблизи анода, искажается, и с течением времени на аноде возникает участок с нулевой напряженностью электрического поля.

С появлением  $d\varphi/dx=0$  расчет [3] заканчивался, а первоначально заданное между электродами напряжение полагалось равным напряжению пробоя. Однако приведенные в [1] экспериментальные результаты наглядно показывают возможность протекания стационарного разряда в кнудсеновском режиме и при наличии анодной плазмы.

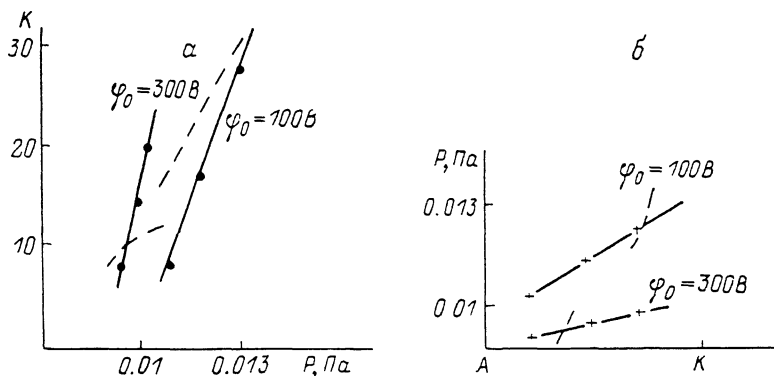


Рис. 1. Зависимости кратности увеличения электронного тока в установившемся режиме от давления (а) и координаты анодной плазмы от давления (б).

Сплошные линии — эксперимент [1], штриховые — расчет.

Для выяснения возможности описания этого режима в рамках предложенной выше модели необходимо было рассмотреть динамику процесса после образования вблизи анода области с нулевой напряженностью электрического поля. Граница поверхности анода сдвигалась внутрь промежутка на расстояние  $d_1 + d_2$ , занятое плазмой, и процесс рассматривался между катодом и границей анодной плазмы. Плотность электронного тока при этом возрастала, что увеличивало ионизацию. Однако при этом уменьшался зазор и возрастала средняя напряженность электрического поля в нем, что сокращало время пребывания ионов в зазоре.

Эти конкурирующие процессы приводили к тому, что на некотором расстоянии от катода анодная плазма останавливалась и процесс стабилизировался. Расчеты, выполненные при этих условиях для коротких промежутков (рис. 1), показали качественное совпадение максимальных кратностей электронного тока в установившемся режиме и положения границы анодной плазмы для различных напряжений и давлений остаточного газа со значениями аналогичных параметров, полученными в [1]. Расчеты выявили также наличие ранее обнаруженного минимума [1] на зависимости от напряжения максимально возможной кратности увеличения тока  $K = j/j_0$ , где  $j$  — плотность тока в вакуумном диоде в установившемся режиме, не переходящем в дуговой в диапазоне давлений  $0.9 \cdot 10^{-1} < p < 0.18 \cdot 10^{-1}$  Па. Отличие результатов расчета от эксперимента на рис. 1 объясняется недостаточными возможностями численной модели, поскольку в расчете установившийся режим реализовался посредством большого количества циклов вычислений по времени, при этом стабильное положение плазменной границы оказывалось зависимым от всей эволюции процесса, когда незначительные погрешности численного счета могли привести

к существенному изменению результата. Нам тем не менее представляется до-  
статочно интересным на качественном уровне зафиксировать в расчете выход  
на установившийся режим с существованием анодной плазмы.

Развитие разряда в длинных промежутках отличается от рассмотренного  
выше случая меньшими градиентами потенциала и большими временами на-  
хождения ионов в промежутке. Типичные зависимости  $\varphi(x)$  для различных  $t$   
приведены на рис. 2. В случае заполнения промежутка ксеноном, ионы ко-  
торого имеют большую массу, процесс ионизации приводит к накоплению поло-  
жительного объемного заряда в промежутке. При этом в результате компен-  
сации отрицательного объемного заряда ток увеличивается, что в свою очередь  
приводит к росту ионизации. Накопление положительного объемного заряда  
приводит к деформации зависимости  $\varphi(x)$ . При достижении определенной  
концентрации ионов в промежутке на зависимости  $\varphi(x)$  появляется точка,  
где  $d\varphi/dx=0$ . Это приводит к резкому росту концентрации ионов в этой области  
и возникновению плазменного образования.

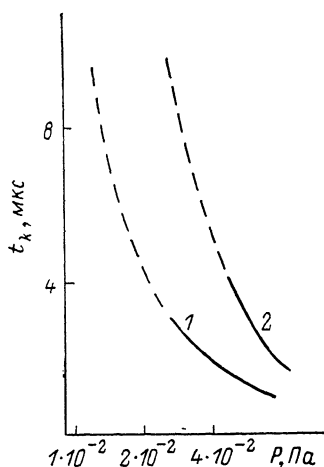
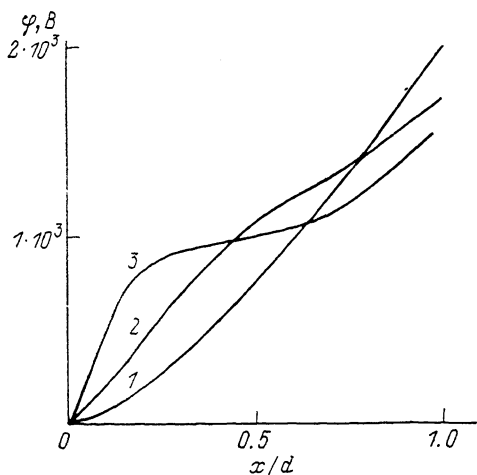


Рис. 2. Распределение потенциала в промежутке в системе плоских электродов с термокатодом.  
 $t$ , мкс: 1 — 0, 2 — 1.2, 3 — 1.6;  $p=8 \cdot 10^{-2}$  Па, газ Xe,  $d=15$  см.

Рис. 3. Зависимость времени коммутации плоского промежутка с термокатодом от давления.  
1 — газ Xe, 2 — газ N<sub>2</sub>;  $d=15$  см,  $\varphi_A=2 \cdot 10^3$  В.

Для расчета процессов, происходящих в промежутке после появления плаз-  
менного образования, возможностей предложенной модели оказалось недоста-  
точно, поскольку после появления на зависимости  $\varphi(x)$  участка с  $d\varphi/dx \leq 0$   
необходимо учитывать осцилляции плазменных электронов в потенциальной  
яме. Однако оценки, проведенные без учета ионизации плазменными электрона-  
ми, показывают резкое возрастание концентрации ионов в области  $d\varphi/dx \approx 0$   
и расширение этой области со скоростью  $v \gg 2 \cdot 10^4$  м/с, что приводит к быстрому  
заполнению всего промежутка плазмой и переходу разряда в дуговую стадию.

Если пренебречь временем, за которое плазма, создаваемая внутри про-  
межутка, заполнит весь объем, то время коммутации  $t_k$  может быть определено  
как время до появления в промежутке  $d\varphi/dx=0$ . Расчеты процессов развития  
разряда для различных газов в диапазоне давлений  $5 \cdot 10^{-3} < p < 8 \cdot 10^{-2}$  Па  
выявили уменьшение времени коммутации при увеличении давления остаточ-  
ного газа и уменьшение этого времени при разряде в более тяжелых газах  
(рис. 3).

Характер зависимости  $t_k(p)$  на рис. 3 позволяет предположить существова-  
ние такого давления остаточного газа, при котором переход разряда в дуговую  
стадию становится невозможным ( $t_k \rightarrow \infty$ ), при этом плазма в промежутке  
не образуется.

### 3. Результаты моделирования разряда в системе с прикатодной плазмой

При моделировании ситуации с прикатодной плазмой (катодным пятном) ее потенциал принимался равным потенциалу катода. Плотность электронного тока зависела от положительного объемного заряда в промежутке и определялась разностью потенциалов между электродами и расстоянием между анодом и катодной плазмой, скорость расширения которой принималась равной  $v = 2 \cdot 10^4$  м/с [2].

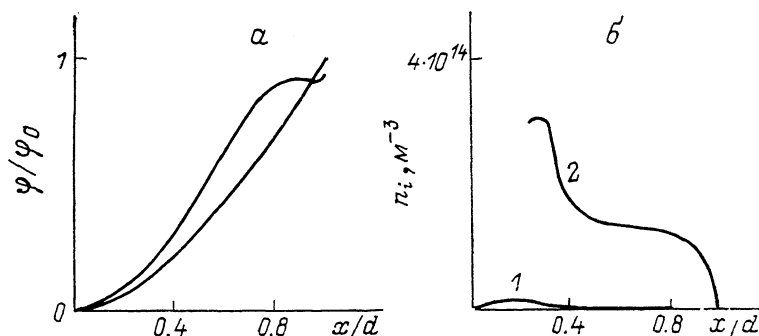


Рис. 4. Распределение потенциала (а) и концентрации ионов (б) в плоском промежутке с плазменным катодом.

$t$ , мкс: 1 — 0,1, 2 — 2; газ Хе.

Как показали расчеты, при  $d = 15$  см,  $p < 3,5 \cdot 10^{-2}$  Па и  $\varphi_0 = 2 \cdot 10^3$  В коммутация промежутка происходит за счет переключения его катодной плазмой. При этом время коммутации  $t_k$  от давления не зависит. Производимая электронным пучком ионизация ввиду малого давления остаточного газа недостаточна для того, чтобы привести к вызывающему неустойчивость резкому росту электронного тока, тем более, что положительный объемный заряд в основном сконцентрирован вблизи катода и поглощается расширяющейся катодной плазмой.

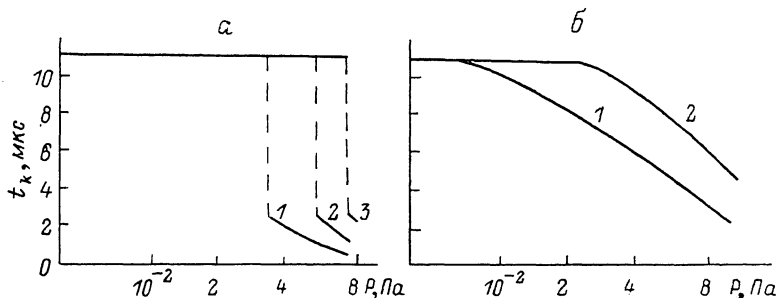


Рис. 5. Зависимости времени коммутации от давления.

а — система плоских электродов с плазменным катодом ( $d = 15$  см, газ: 1 — Хе, 2 — Аг, 3 —  $N_2$ ); б — система сферических электродов с плазменным катодом (газ  $N_2$ ; 1 — эксперимент [2], 2 — расчет).

При повышении давления остаточного газа  $p > 4 \cdot 10^{-2}$  Па накопление положительного объемного заряда происходит более интенсивно, и до момента достижения катодной плазмой области максимума ионной концентрации в промежутке между катодной плазмой и анодом возникают условия, при которых формируется плазменное образование (рис. 4). Зависимость  $t_k$  от  $p$  для  $d = 15$  см для различных газов приведена на рис. 5, а.

Результаты расчета  $t_k$  в системе плоских электродов (рис. 5, а) значительно отличаются от экспериментальных данных [2] (рис. 5, б), где разряд происходил в системе острие—плоскость. Во время развития разряда происходило не только продвижение катодной плазмы к аноду, но и увеличение ее поверхности, что с учетом реальной геометрии электродов (полый анод) было более близко к сферическому случаю.

#### 4. Особенности развития разряда

##### в системе сферических электродов с плазменным катодом

Для моделирования условий [2] система уравнений была записана в сферической системе координат

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + v_r \frac{\partial f_i}{\partial r} - \frac{e}{m_e} \frac{\partial \varphi}{\partial r} \frac{\partial f_i}{\partial v_r} = j_0 \left( \frac{r_A}{r} \right)^2 n_0 \sigma(\varphi) \delta(v_r),$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \frac{\partial \varphi}{\partial r} = \rho_e - \rho_i. \quad (4)$$

Площадь анода полагалась переменной, зависящей от расстояния между анодом и катодной плазмой следующим образом:  $S = \Omega r_k^2$ , где  $\Omega = 2\pi (1 - \sqrt{1 - (r_A - r_k)^2 / r_A^2})$  — телесный угол,  $r_k$  — текущая координата границы катодной плазмы,  $r_A = d$ . Проведенные расчеты показали, что в такой системе имеет место скопление почти всего положительного объемного заряда вблизи катода.

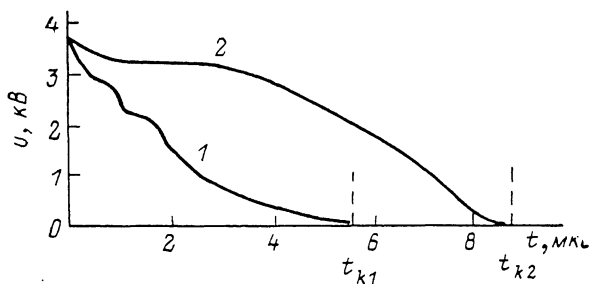


Рис. 6. Изменение напряжения  $u(t)$  между сферическими электродами.

$r_A = 12$  см, газ  $N_2$ ,  $\varphi_0 = 4$  кВ;  $p$ , Па:  
1 —  $5.3 \cdot 10^{-2}$ , 2 —  $2.65 \cdot 10^{-3}$ .

Сильный рост объемного заряда вблизи катода приводит к быстрому возникновению в этой области  $\partial \varphi / \partial x = 0$  и образованию плазмы. Однако это явление не приводит к нестационарному режиму, поскольку после слияния нового плазменного образования с катодной плазмой процесс стабилизируется и ионообразование практически начинается заново в промежутке между катодной плазмой и анодом. При достаточном давлении газа в промежутке процесс образования плазмы в газе и слияния ее с катодной плазмой может повторяться несколько раз, что значительно сокращает время коммутации промежутка между электродами. На рис. 5, б проведено сравнение экспериментально полученной зависимости  $t_k(p)$  и рассчитанной по данной модели.

Ступенчатый характер процесса в сферической системе электродов отражается на временной зависимости тока через промежуток. Временные зависимости разности потенциалов между электродами промежутка приведены на рис. 6. При давлении  $p = 5.3 \cdot 10^{-2}$  Па на зависимости  $u(t)$  появляются ступеньки, времена возникновения которых соответствуют моментам слияния плазмы промежутка с катодной плазмой. Время коммутации промежутка при давлении  $p = 5.3 \cdot 10^{-2}$  Па (4.5 мкс) значительно меньше времени коммутации для  $p = 2.65 \cdot 10^{-2}$  Па (8.2 мкс).

#### Выводы

1. В работе выполнено численное моделирование широкого класса задач, связанных с динамикой кнудсеновского разряда.
2. Установлено, что переходу разряда в дуговую стадию предшествует появление в разрядном промежутке  $\partial \varphi / \partial x = 0$ .
3. Возникновение  $\partial \varphi / \partial x = 0$  вблизи катода или анода не является достаточным условием для перехода к неустойчивому развитию разряда. Возможно стационарное состояние (незавершенный разряд) с анодной или катодной плазмой.
4. Развитие разряда с прикатодной плазмой в системе острей—плоскость имеет ступенчатый характер, связанный с формированием вблизи катода плазменных образований и слиянием их с прикатодной плазмой, что приводит к ступенчатому изменению тока в разрядном промежутке.

### Список литературы

- [1] *Сибиряк И. О., Ульянов К. Н.* // РЭ. 1983. Т. 28. № 10. С. 2087—2089.
- [2] *Коваль Н. Н., Крейнделъ Ю. Е., Месяц Г. А. и др.* // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. С. 568—572
- [3] *Бабанин В. И., Эндер А. Я.* // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 6. С. 1240—1249.
- [4] *Коваль Н. Н., Крейнделъ Ю. Е., Литвинов Е. А. и др.* // Тез. VII Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Ташкент, 1987. Т. 2. С. 69.
- [5] *Смирнов В. М.* Физика слабо ионизованного газа. М.: Наука, 1985. 259 с.
- [6] *Годунов С. К.* Уравнения математической физики. М.: Наука, 1979. 391 с.
- [7] *Поттер Д.* Вычислительные методы в физике. М.: Мир, 1975. 392 с.

Институт электрофизики  
Уральское отделение АН СССР  
Свердловск

Поступило в Редакцию  
13 июня 1988 г.  
В окончательной редакции  
7 февраля 1989 г.