

## К Р А Т К И Е   С О О Б Щ Е Н И Я

01; 04  
© 1992 г.

Журнал технической физики, т. 62, в. 5, 1992

ФОРМИРОВАНИЕ КНУДСЕНОВСКОГО РАЗРЯДА  
С НЕМОНОТОННЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ  
ПОТЕНЦИАЛА В ПРОМЕЖУТКЕ

М. Ю. Крейндель, Е. А. Литвинов

Начиная с некоторых значений давления и расстояния между электродами, протекание тока в диоде нельзя описать законом „степени  $3/2$ “ для вакуумного диода, так как существенную роль начинает играть объемный заряд ионов, образующихся при ионизации газа электронным пучком, выходящим с катода. В этих условиях распределение потенциала существенно искажается по сравнению с вакуумным случаем, но по-прежнему остается монотонным [<sup>1,2</sup>]. При дальнейшем увеличении давления и межэлектродного расстояния возникает ситуация, когда наряду с ионами существенное влияние на протекание тока в промежутке начинают оказывать ионизационные электроны, что соответствует немонотонному распределению потенциала, т.е. образованию потенциальной ямы для электронов. Этот вид разряда наблюдался экспериментально, при этом отмечено, что при повышении давления плазма, образующаяся у анода, распространяется по направлению к катоду, а при некотором критическом давлении возникают колебания тока [<sup>3-5</sup>].

Целью данной работы является исследование зависимости времени развития разряда низкого давления со стационарной эмиссионной границей, обладающей бесконечной эмиссионной способностью, от внешних условий (давления газа, напряжения и межэлектродного расстояния) с учетом немонотонного распределения потенциала, а также на основе нестационарных расчетов проанализировать зависимость тока разряда в стационарном режиме от межэлектродного расстояния.

Рассматриваемая схема представляет систему плоских электродов площадью  $S$ , расположенных на расстоянии  $d$  и соединенных источником питания с напряжением  $\phi_0$  и сопротивлением  $R$ .

Основными положениями модели являются следующие: эмиссия электронов с катода ограничивается пространственным зарядом; учитывается только однократная ионизация газа электронами пучка и ионизационными электронами; частицы рождаются с нулевыми скоростями; в силу большой разницы масс электронов и ионов электроны всегда успевают подстроиться под данное распределение ионов; частицы, уходящие из плазмы, полностью нейтрализуются на электродах (вторичными процессами на электродах в данной модели мы пренебрегаем).

Эта модель описывается системой одномерных кинетических уравнений для ионов и электронов и уравнением Пуассона, которые можно представить в виде

$$\frac{\partial F_e}{\partial t} + V \frac{\partial F_e}{\partial x} + \frac{e}{m_e} \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial F_e}{\partial V} = I_s, \quad (1)$$

$$\frac{\partial F_l}{\partial t} + V \frac{\partial F_l}{\partial x} + \frac{e}{m_l} \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial F_l}{\partial V} = I_s, \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -4\pi \left[ \rho_l - \rho_e - \frac{j}{\sqrt{\frac{2e\phi}{m_e}}} \right], \quad (3)$$

$$I_s = \delta(V) n_0 \left[ \int_{E_l}^{\infty} F_e \sigma V dV + \sigma \frac{j}{e} \right], \quad (4)$$

где  $F_e$  и  $F_l$  — соответственно функции распределения ионизационных электронов и ионов по скоростям;  $\rho_l$  и  $\rho_e$  — плотности заряда ионизационных электронов и ионов соответственно;  $\phi$  — потенциал,  $\sigma$  — сечение ионизации во всем диапазоне энергий;  $\delta(V)$  — дельта функция Дирака;  $n_0$  — концентрация газа;  $I_s$  — интеграл столкновений, учитывающий ионизацию газа электронами пучка и ионизационными электронами;  $j$  — плотность тока пучка.

Граничные и начальные условия для  $F_e(t, x, V)$ ,  $F_l(t, x, V)$  и  $\phi(x)$  следующие:

$$F_e(0, x, V) = 0, F_l(0, x, V) = 0, \quad (5)$$

$$F_e(t, 0, V > 0) = 0, F_l(t, 0, V > 0) = 0, \quad (6)$$

$$F_e(t, d, V < 0) = 0, F_l(t, d, V < 0) = 0, \quad (7)$$

$$F_e(t, x, \pm\infty) = 0, F_l(t, x, \pm\infty) = 0, \quad (8)$$

$$\phi(t, 0) = 0, \phi(t, d) = \phi_0 - j SR, E(t, 0) = 0. \quad (9)$$

Данная интегродифференциальная система уравнений решалась численными методами на ЭВМ. Кинетические уравнения решались с помощью неявных схем Годунова, а уравнение Пуассона двойным интегрированием с последующим интегрированием совместно с уравнением (1) по схеме с верхней релаксацией.

В результате расчетов был получен ряд квазистационарных состояний с перегибом потенциала, устойчивых к небольшим флуктуациям внешних условий, было показано, что в промежутке образуется потенциальная яма для электронов, которая при увеличении давления расширяется к катоду, что соответствует экспериментальным данным [3].

На рис. 1, а, б представлены зависимости плотности тока от времени для различных давлений газа. Начальный рост тока в промежутке связан

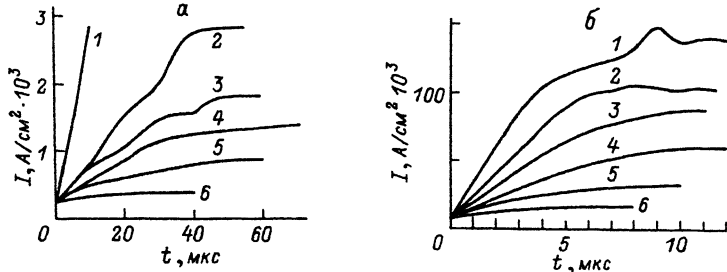


Рис. 1. Зависимость плотности тока от времени

$L = 10$  см,  $N_2$ ; а —  $\varphi_0 = 100$  В: 1 —  $n_0 = 5 \cdot 10^{12}$ , 2 —  $4.5 \cdot 10^{12}$ , 3 —  $4 \cdot 10^{12}$ , 4 —  $3.6 \cdot 10^{12}$ , 5 —  $3.2 \cdot 10^{12}$ , 6 —  $2 \cdot 10^{12}$  см $^{-3}$ ; б —  $\varphi_0 = 1000$  В: 1 —  $n_0 = 1.3 \cdot 10^{13}$ , 2 —  $1.2 \cdot 10^{13}$ , 3 —  $1.1 \cdot 10^{13}$ , 4 —  $1 \cdot 10^{13}$ , 5 —  $7 \cdot 10^{12}$ , 6 —  $5 \cdot 10^{12}$  см $^{-3}$ .

с накоплением объемного заряда ионов. Этот процесс до возникновения „горба“ потенциала подробно описан в [1]. После возникновения немонотонности потенциала ток продолжает возрастать, что связано с расширением „горба“ потенциала к катоду, которое идет до тех пор, пока скорость ионизации не сравняется со скоростью ухода ионов из промежутка. При этом высота „горба“ потенциала практически не меняется, так как объемный заряд ионов компенсируется ионизационными электронами. С этим связаны замедление роста тока и накопление частиц в области немонотонности потенциала. Затем в результате ухода ионов из промежутка происходит разбаланс объемного заряда, что приводит к возникновению колебаний потенциала. Со временем амплитуда колебаний потенциала стремится к величине, равной средней энергии ионизационных электронов, а выражение

$$T \sqrt{\langle n_e \rangle} = \text{const}, \quad (10)$$

где  $T$  — период колебаний, т.е. частота пропорциональна корню из средней концентрации.

По порядку величины частота колебаний поля совпадает с ленгмюровской частотой. Расчеты проводились для концентраций частиц, при которых дебаевский радиус соизмерим с размерами разрядного промежутка.

Расчет показал, что ионизационные электроны покидают яму в квазистационарном состоянии в результате эффективного нагрева колебаниями поля, т.е. при увеличении глубины потенциальной ямы электроны приобретают энергию, а при уменьшении глубины покидают промежуток. При этом глубина потенциальной ямы достигала несколько десятков вольт, а амплитуда ее колебаний была соизмерима с глубиной ямы.

Исследование зависимости времени выхода разряда в квазистационарное состояние, определяемое по стабилизации тока в промежутке, от давления показало, что максимальное время соответствует давлению, при котором образуется немонотонность потенциала, т.е. точка с  $\partial\phi/\partial x = 0$  (рис. 2). До возникновения экстремума потенциала время выхода на стационар определяется временем, за которое ионы, рожденные у анода, до-

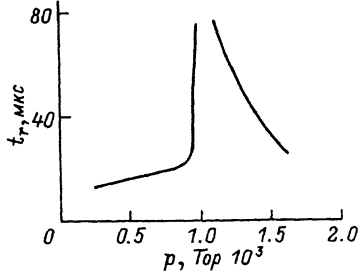


Рис. 2. Зависимость времени развития разряда от давления ( $L = 10$  см,  $N_2$ ,  $\phi_0 = 100$  В).

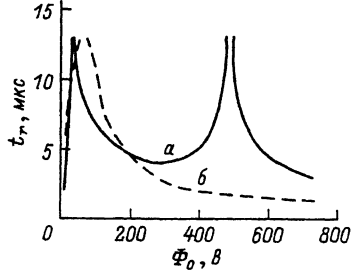


Рис. 3. Зависимость времени развития разряда от напряжения ( $L = 1.3$  см, Аг).

$n_0$ , см<sup>-3</sup>: а —  $1.5 \cdot 10^{13}$ , б —  $1 \cdot 10^{13}$ .

ходят до катода. По мере роста ионной концентрации средняя напряженность поля у анода уменьшается и ионам требуется все большее время для того, чтобы покинуть промежуток. При образовании участка у анода с  $\partial\phi/\partial x = 0$  время развития разряда максимально. При дальнейшем увеличении давления точка экстремума потенциала смещается внутрь промежутка, в связи с чем уменьшается расстояние, которое нужно пройти ионам, и увеличивается напряженность поля в окрестности точки  $\partial\phi/\partial x = 0$ , следовательно, уменьшится время выхода разряда в квазистационарное состояние.

В расчете время ухода частиц, рождающихся с нулевыми скоростями, из области со средней нулевой напряженностью поля становится конечным за счет колебаний в пространстве точки максимума потенциала.

Зависимость времени развития разряда от напряжения в случае возникновения немонотонности потенциала имеет две особенности (рис. 3, а), так как при повышении потенциала анода два раза возникает ситуация, когда средняя напряженность поля на аноде равна нулю [2, 6]. Кривая б на рис. 3 соответствует ВАХ с монотонным распределением потенциала, максимальное время развития соответствует случаю с минимальной напряженностью поля у анода.

Были исследованы зависимости стационарного тока и времени развития разряда от расстояния между электродами (рис. 4, 5). Видно, что с уменьшением расстояния ток возрастает в соответствии с законом „степени 3/2“ (рис. 4, б), при увеличении длины разрядного промежутка существенную роль начинает играть объемный заряд ионов, ток отклоняется от вакуумной зависимости и при некоторой длине промежутка начинает возрастать, после возникновения „горба“ потенциала ионный заряд частично компенсируется электронами, осциллирующими в потенциальной яме, при этом рост тока замедляется.

Соответствующая зависимость для времени развития разряда представлена на рис. 5, возрастающая ветвь соответствует разряду с монотонным распределением потенциала, падающая — с немонотонным.

Были проведены дополнительные расчеты, в которых полагалось, что электроны рождались не с нулевыми скоростями, а с максвелловским распределением по скоростям с температурой 1 эВ [7], отличия результатов оказались незначительными.

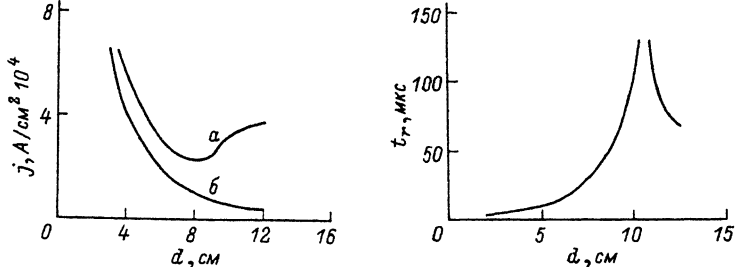


Рис. 4. Зависимость плотности тока разряда от межэлектродного расстояния ( $\varphi_0 = 200$  В, Аг).

$a - n_0 = 10^{13}$  см<sup>-3</sup>,  $b -$  вакуумный случай.

Рис. 5. Зависимость времени развития разряда от межэлектродного расстояния ( $\varphi_0 = 200$  В, Аг,  $n_0 = 10^{13}$  см<sup>-3</sup>).

Таким образом, в данной работе путем решения нестационарной задачи были получены устойчивые решения с потенциальной ямой для электронов, которые представляют собой усредненные распределения параметров плазмы в промежутке, на фоне которых присутствуют малые колебания. Исследованы зависимости времени развития разряда от внешних условий, показано, что при наличии экстремума потенциала в промежутке они носят немонотонный характер. Установлена немонотонная зависимость тока от межэлектродного расстояния.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Бабанин В.И., Эндер А.Я. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 1. С. 1240—1249.
- [2] Bromberg L., Smullin L.D. // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50(4). P. 2630—2638.
- [3] Сибиряк И.О., Ульянов К.Н. // РиЭ. 1983. Т. 33. № 10. С. 2087—2089.
- [4] Коробова Н.И., Менахин Л.П., Сибиряк И.О., Ульянов К.Н. // РиЭ. 1983. Т. 28. № 3. С. 583—589.
- [5] Крейндель Ю.Е., Литвинов Е.А., Садовская Е.Ю. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 10. С. 47—53.
- [6] Богданов А.А., Марциновский А.М. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 9. С. 1723—1725.
- [7] Месси Г., Бархон Е. Электронные и ионные столкновения. М.: ИЛ, 1958. С. 148.

Институт электрофизики  
Екатеринбург

Поступило в Редакцию  
2 ноября 1990 г.  
В окончательной редакции  
11 августа 1991 г.