

УДК 537.525 : 621 385

## НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ ВЫСОКОВОЛЬТНЫЙ РАЗРЯД НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

*В. С. Болдасов, А. И. Кузьмичев, Д. С. Филлипычев*

Рассматриваются физические процессы и характеристики несамостоятельного высоковольтного разряда, возникающего при эмиссии электронов в плоский межэлектродный промежуток низкого давления. Путем численного моделирования в кинетическом приближении объемных элементарных процессов рассчитаны функции распределения заряженных и нейтральных частиц. Показано, что при моделировании разряда в водороде с напряжением в киловольтном диапазоне необходимо учитывать наряду с ионизацией катодными и вторичными электронами ионизацию ионами и быстрыми нейтралами, образующимися при перезарядке ионов. Использование в модели разряда катода с заданным током электронной эмиссии позволило решить задачу при давлении газа меньше и больше критического, определить первичный промежуток и ток перехода к плазменной форме разряда. Рассматриваются некоторые механизмы перехода несамостоятельного разряда в другие формы. На основе данных о несамостоятельном разряде уточнен механизм развития пробоя в тиратронах.

Несамостоятельный высоковольтный разряд низкого давления (НВР) часто наблюдается в высоковольтных приборах и устройствах и используется для генерации ускоренных пучков заряженных и нейтральных частиц [1-6, 16]. Разряд возникает в тех случаях, когда частицы, инжектируемые в межэлектродный промежуток внешним источником, производят ионизацию молекул газа. Особенностью изучаемого разряда является его существование при низких давлениях газа, когда средняя длина свободного пробега электронов превышает расстояние между электродами  $d$ , а напряжение, приложенное к электродам, больше 1 кВ, но меньше напряжения зажигания самостоятельного разряда по левой ветви кривой Пашена.

НВР низкого давления является предметом теоретического исследования в ряде работ. Так, в [3-7] рассматривался разряд с плазменным анодом, который поддерживался за счет эмиссии ионов из анода и вторичной эмиссии электронов из катода. В [3-7] учитывалось достаточно большое число элементарных процессов: перезарядка ионов, ионизация газа электронами и тяжелыми частицами, движение заряженных частиц в самосогласованном электрическом поле.

НВР с металлическим анодом, поддерживаемый за счет только электронной эмиссии катода, рассматривался в [8-16] при условиях  $E_k = 0$ ,  $\lambda_i > d$  [8-15],  $\lambda_i < d$  [16], где  $E_k$  — напряженность электрического поля на катоде,  $\lambda_i$  — средняя длина свободного пробега ионов. При этом в [8] изучался разряд с плазменным катодом, а в [9-16] с накаливаемым катодом (НК), обладающим неограниченной эмиссионной способностью. В [8-14] задача решалась в гидродинамическом приближении с учетом ионизации газа только катодными электронами, в [15, 16] — в кинетическом приближении с учетом ионизации газа катодными и вторичными электронами, образованными в промежутке, в [16] также учитывалась перезарядка ионов. Движение частиц в самосогласованном поле рассматривалось в [8-10, 12-16].

Особенности методов расчета, использованных в [8-10, 12, 15, 16], позволяли изучать разряд только при давлении газа  $p$  меньше критического  $p_{кр}$ , а в [11, 13] — при  $p = p_{кр}$ . За  $p_{кр}$  принимается давление, при котором зажигается низковольтный разряд в диоде с НК. Считают, что при  $p = p_{кр}$  также происходит нарушение монотонности распределения потенциала (МРП) из-за накопления положительного пространственного заряда в диоде и снижения до нуля напряженности электрического поля на аноде или в промежутке [9, 13]. Однако в [14] было показано, что для зажигания разряда при высоких напряжениях требуется меньшее давление, чем для нарушения МРП. В [14] анализировались режимы с МРП, т. е. при  $p \geq p_{кр}$ .

В настоящей работе исследуется в кинетическом приближении НВР с эмиттирующим катодом, возникающий между плоскими металлическими электродами. Новизна работы состоит в анализе разряда при  $p \geq p_{кр}$  с учетом движения заряженных частиц в самосогласованном поле, ионизации газа катодными и вторичными электронами, ионами и быстрыми нейтралами, образующимися при перезарядке ионов, т. е. с учетом тех процессов, которые ранее [15, 16] принимались во внимание при  $p < p_{кр}$ . Оценивается роль этих процессов, анализируется токопрохождение через газоразрядный промежуток и определяются условия перехода НВР из одной формы в другую.

**Математическая модель разряда.** Рассматриваем одномерную стационарную модель разряда, движение заряженных частиц происходит вдоль оси  $x$ , направленной от катода к аноду. Пренебрегаем потерями энергии быстрых частиц и их угловым рассеиванием при ионизирующих столкновениях с нейтралами [17-19]. Используем «эстафетную» модель движения ионов: ион ускоряется в электрическом поле с момента своего возникновения в какой-либо точке, после перезарядки образуется ион с нулевой начальной скоростью и быстрая нейтральная частица, летящая к катоду. Вектор скорости нейтральной частицы равен вектору скорости иона до перезарядки [17]. Считаем, что ионы и нейтралы только одного сорта, а катодные электроны эмиттируются с нулевыми скоростями. Получаем следующую систему уравнений:

$$v \frac{\partial f_e}{\partial x} - \frac{eE}{m} \frac{\partial f_e}{\partial v} = n\delta(v) (q_e + q_i + q_0),$$

$$v \frac{\partial f_i}{\partial x} + \frac{eE}{M} \frac{\partial f_i}{\partial v} = n\delta(v) (q_e + q_i + q_0 + \int f_i(x, v') \sigma_n(v') v' dv') -$$

$$- n f_i(x, v) \sigma_n(v) v, \quad f_0(x, v) = n \int_x^d f_i(x', v) \sigma_n(v) dx',$$

$$q_\alpha = \int f_\alpha(x, v') \sigma_\alpha(v') v' dv', \quad \alpha = e, i, 0,$$

$$f_e(0, v) = - \frac{j_e(0) \delta(v)}{ev}, \quad f_e(d, v)|_{v < 0} = 0, \quad |j_e(0)| = j_{eк} = \text{const},$$

$$f_i(0, v)|_{v > 0} = 0, \quad f_i(d, v) = 0, \quad f_0(0, v)|_{v > 0} = 0, \quad n = \text{const},$$

$$j_e(x) = -e \int f_e(x, v') v' dv', \quad j_i(x) = e \int f_i(x, v') v' dv',$$

$$E(x) = -d\varphi(x)/dx, \quad d^2\varphi(x)/dx^2 = -\rho/\epsilon_0, \quad \rho = \rho_e + \rho_i,$$

$$\rho_e = -e \int f_e(x, v') dv', \quad \rho_i = e \int f_i(x, v') dv', \quad \varphi(0) = 0, \quad \varphi(d) = \Phi_0,$$

где  $v$  — скорость частиц (положительное направление скорости совпадает с направлением оси  $x$ ),  $f_e, m, e$  — функция распределения, масса и заряд электронов,  $f_i$  и  $M$  — функция распределения и масса ионов,  $f_0$  — функция распределения быстрых нейтралов, образовавшихся после перезарядки,  $\delta(v)$  — дельта-функция,  $\sigma_e, \sigma_i$  и  $\sigma_0$  — поперечное сечение ионизации электроном, ионом и быстрым нейтралом,  $\sigma_{\Pi}$  — поперечное сечение перезарядки,  $n$  — концентрация медленных нейтральных частиц газа (его температура принималась равной 273 К),  $\rho, \rho_e$  и  $\rho_i$  — плотность пространственного заряда суммарная, электронов и ионов,  $\phi$  и  $E$  — потенциал и напряженность электрического поля,  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная,  $j_e$  и  $j_i$  — плотность тока электронов и ионов. Для учета зависимости сечений  $\sigma_e, \sigma_i$  и  $\sigma_{\Pi}$  от скорости частиц использовались аппроксимации экспериментальных данных, приведенных в [17, 19], а  $\sigma_0$  принималось равным  $2\sigma_i$  [3].

Система уравнений решалась численно на ЭВМ типа БЭСМ-6 методом «крупных частиц» [20]. Были рассчитаны функции распределения частиц и их потоков,  $\phi(x), E(x), \rho(x)$ , величина суммарного заряда частиц, накопленного в промежутке, и отношение  $j_{iK}/j_{eK}$ , где  $j_{iK}$  — плотность ионного тока на катоде. Основные результаты для молекулярного водорода (ионы  $H_2^+$ , нейтралы  $H_2^0$ ) приведены на рис. 1—4 и в табл. 1.

**Результаты моделирования разряда.** Функции распределения потоков ионов и быстрых нейтралов по скоростям в различных сечениях промежутка приведены на рис. 1. Функции имеют четко выраженный экстремальный характер, который обусловлен экстремальной зависимостью  $\sigma_e$  от скорости электрона и влиянием перезарядок на кинетику ионов. Ширина спектра скоростей тяжелых частиц на уровне 0,5 уменьшается с ростом  $p$  и  $d$ , но наиболее вероятная скорость потока ионов, бомбардирующих катод, слабо зависит от  $pd$  и при  $pd = 0,05 \div 0,5$  см·мм рт.ст.,  $\Phi_0 = 10$  кВ примерно в четыре раза выше скорости ионов, пролетевших к катоду без перезарядок из сечения промежутка, где максимально  $\sigma_e$  для катодных электронов.

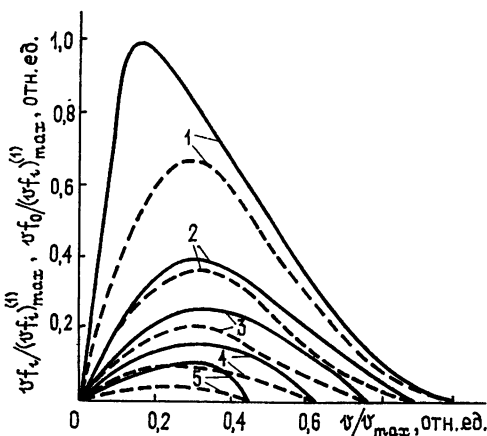


Рис. 1.

Рис. 1. Функции распределения потоков тяжелых частиц в различных сечениях промежутка. Координата  $x$ , мм: 1—0; 2—1; 3—2; 4—3; 5—4;  $\Phi_0 = 10$  кВ,  $d = 0,5$  см,  $p = 0,3$  мм рт.ст.,  $j_{eK} = 10$  мА/см<sup>2</sup>. Сплошная линия — ионы, штриховая — быстрые нейтралы.  $(v_{fi})_{\max}^{(1)}$  — максимальное значение  $v_{fi}$  для кривой 1.

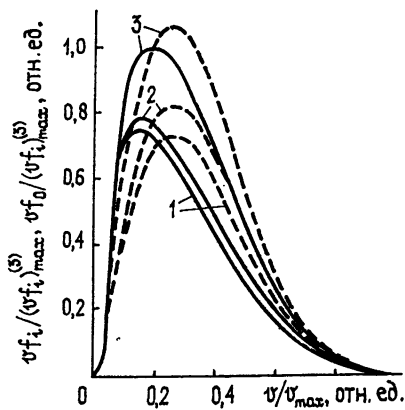


Рис. 2.

Рис. 2. Функции распределения потоков тяжелых частиц на катоде: 1 — при ионизации водорода катодными электронами, 2 — катодными и вторичными электронами, 3 — катодными и вторичными электронами, ионами и быстрыми нейтралами.

$\Phi_0 = 13$  кВ,  $d = 1,6$  см,  $p = 0,14$  мм рт.ст.,  $j_{eK} = 0,1$  мА/см<sup>2</sup>. Сплошная линия — ионы, штриховая — быстрые нейтралы.  $(v_{fi})_{\max}^{(3)}$  — максимальное значение  $v_{fi}$  для кривой 3.

Поток электронов в НВР низкого давления содержит главным образом катодные электроны и по этой причине практически моноэнергетичный.

Рис. 2 иллюстрирует влияние ионизации вторичными электронами, ионами и нейтралами на функции распределения потоков ионов и быстрых нейтралов. Количественные данные по влиянию этих процессов на величину  $j_{ik}$ , плотность потока быстрых нейтралов на катоде  $j_{0k}$  (в эквивалентных амперах на квадратный сантиметр), их отношение и влиянию на величину суммарного заряда в промежутке  $Q$  приведены в табл. 1 для  $j_{ek} = 10^{-4}$  А/см<sup>2</sup>,  $d = 1,6$  см. Видно, что роль вторичных электронов существенна при низких напряжениях, а учет ионизации тяжелыми частицами приводит к значительному увеличению ионного тока, потока быстрых нейтралов к катоду и суммарного заряда уже при  $\Phi_0 \sim 6$  кВ. Соизмеримость потоков ионов и быстрых нейтралов, в свою очередь, указывает на необходимость учета последних при моделировании разряда.

Факторами, влияющими на поведение  $E(x)$ ,  $\varphi(x)$  и  $\rho(x)$ , являются давление, род газа, плотность тока эмиссии  $j_{ek}$  и напряжение  $\Phi_0$ .

Существуют две области давлений  $p < p_{кр}$  и  $p > p_{кр}$ , в которых влияние тока эмиссии катода на  $E_k$  однозначно, но противоположно по характеру (рис. 3). В области  $p < p_{кр}$  увеличение  $j_{ek}$  приводит к снижению  $|E_k|$  из-за возрастания отрицательного пространственного заряда электронов, нескомпенсированного в достаточной степени положительным зарядом ионов (кривые 1 и 2). При  $p > p_{кр}$  в прикатодной области происходит перекомпенсация  $\rho_e$  зарядом ионов и величина  $|E_k|$  возрастает при увеличении тока эмиссии (кривые 4 и 5).

Таблица 1

Вид ионизации, включенной в модель разряда	$\Phi_0$ , кВ	$p$ , мм рт.ст.	$-j_{ik} \cdot 10^5$ , А/см <sup>2</sup>	$-j_{0k} \cdot 10^5$ , экв. А/см <sup>2</sup>	$j_{0k}/j_{ik}$	$Q \cdot 10^{13}$ , Кл
катодными электронами	2,4	0,21	3,54	7,26	2,05	20,3
	6,5	0,16	1,48	1,98	1,34	3,70
	13,0	0,14	0,82	0,88	1,07	1,05
	23,4	0,13	0,51	0,47	0,92	0,29
катодными и вторичными электронами	2,4	0,21	4,82	11,53	2,39	31,6
	6,5	0,16	1,69	2,44	1,44	4,54
	13,0	0,14	0,88	0,99	1,12	1,20
	23,4	0,13	0,53	0,50	0,94	0,32
катодными и вторичными электронами, ионами и нейтралами	2,4	0,21	5,65	12,98	2,30	35,9
	6,5	0,16	2,07	2,87	1,39	5,53
	13,0	0,14	1,18	1,26	1,07	1,69
	23,4	0,13	0,82	0,73	0,89	0,66

При критических давлениях, которые разделяют указанные области  $p$ , зависимость  $E_k$  от  $j_{ek}$  немонотонная: сначала  $|E_k|$  увеличивается при возрастании  $j_{ek}$ , а затем медленно снижается вплоть до нуля. Однако скорость изменения  $E_k$  при изменении  $j_{ek}$  намного меньше, чем при  $p \geq p_{кр}$ , поэтому вполне естественно за  $p_{кр}$  принимать давление, при котором наблюдается наиболее слабая зависимость  $E_k$  от  $j_{ek}$ . Для формализации процесса вычисления  $p_{кр}$  было принято следующее условие:

$$\left| \frac{|E_k| - \Phi_0/d}{\Phi_0/d} \right| \leq 0,001 \quad \text{при } j_{ek} = 0,1 j_0.$$

где  $j_0$  — плотность тока в вакуумном диоде по закону «степени 3/2».

При давлении  $p_{кр}$  компенсация пространственных зарядов частиц происходит только в нескольких точках промежутка, а распределение поля  $E(x)$  имеет характерные колебания относительно среднего значения  $\Phi_0/d$  (рис. 3, кривая 3), но распределение  $\varphi(x)$  в наибольшей степени близко к линейному. С увеличением тока эмиссии отклонение  $E(x)$  от среднего значения возрастает, но вид распределения поля меняется слабо.

На рис. 3 также показано распределение поля при  $p \geq p_{кр}$  и влиянии на него плотности тока эмиссии (кривые 1, 2, 4, 5).

Описанный характер поведения  $E(x)$  и  $\varphi(x)$  приводит к зависимости сечения ионизации в каждой точке промежутка от плотности тока эмиссии и, как следствие, к зависимости вида функции  $\frac{j_{ик}}{j_{ек}}$  ( $j_{ек}$ ) от соотношения давления газа и  $p_{кр}$  (рис. 4).

Величина критического давления определяется родом газа, величиной анодного напряжения и шириной промежутка  $d$  из-за их влияния в конечном счете на сечения ионизации. Величина критического давления водорода при  $d = 0,5$  см,  $\Phi_0 = 10$  кВ составляет 0,135 мм рт. ст. и 0,1 мм рт. ст. — при 7 кВ. Если же не учитывать ионизацию вторичными электронами, ионами и нейтралами, то  $p_{кр} = 0,1$  мм рт. ст. при 6 кВ.

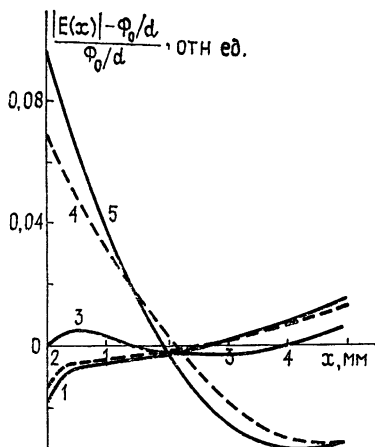


Рис. 3.

Распределение электрического поля в промежутке.

$\Phi_0 = 10$  кВ,  $d = 0,5$  см,  $p$ , мм рт. ст.: 1, 2—0,1; 3—0,135; 4, 5—0,3;  $j_{ек}$ , А/см<sup>2</sup>: 1, 3, 5—0,936; 2, 4—9,36. Ординаты штриховых кривых уменьшены в 10 раз.  $p_{кр} = 0,135$  мм рт. ст.

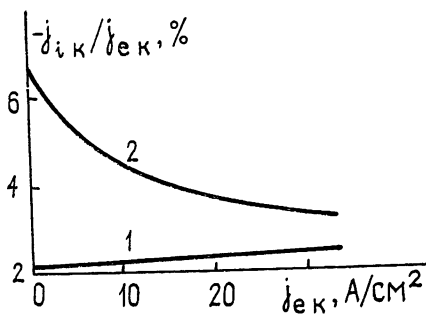


Рис. 4.

Зависимость отношения  $j_{ик}/j_{ек}$  от плотности тока эмиссии катода.  $d = 0,5$  см,  $\Phi_0 = 10$  кВ,  $p$ , мм рт. ст.: 1—0,1; 2—0,3.  $p_{кр} = 0,135$  мм рт. ст.

В [21], исходя из феноменологических соображений, сформулировано условие зажигания разряда в диоде с НК, обладающим неограниченной эмиссией. Условие состоит в равенстве суммарного заряда ионов в промежутке суммарному заряду электронов. Данное условие зажигания также является условием определения критического давления и хорошо совпадает с нашим критерием. Например, критическому давлению 0,1 мм рт. ст. при  $d = 0,5$  см соответствует  $\Phi_0 = 7$  кВ по нашему критерию и 6,5 кВ по условию [21].

Близость обоих критериев обусловлена компенсацией пространственного заряда частиц (локальной в нашем случае и интегральной в [21]). Неполное соответствие критериев связано с тем, что при  $p = p_{кр}$  не происходит компенсации зарядов в каждой точке промежутка. Бли-

зость обоих критериев также следует из того, что критерий [21] по данным [14] дает приближенное значение границы режима с МРП, а наше условие определения  $p_{кр}$ , как будет показано дальше, также позволяет найти минимальную величину давления, при котором нарушается МРП, если взять большим  $j_{ек}$ .

Сравним рассчитанные значения  $p_{кр}$  с измеренными для разрядников низкого давления с плоскими параллельными электродами [22]. При  $\Phi_0 = 4 \text{ кВ}$ ,  $d = 2,5 \text{ см}$  по нашим расчетам  $p_{кр}$  водорода составляет  $1,65 \cdot 10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$ , а по данным [22] —  $3,2 \cdot 10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$  Согласование можно считать удовлетворительным, так как в [22], во-первых, в качестве источника электронов использовалась явно неоднородная плазма импульсного искрового разряда, возбуждаемого в месте контакта катода с диэлектриком, а, во-вторых, величина  $p_{кр}$  определялась путем качественного анализа осциллограмм спада анодного напряжения во время пробоя разрядника.

**Токопрохождение через промежуток низкого давления.** Моделирование ионизационных процессов в НВР дает возможность определить пропускную способность газовых ускоряющих промежутков по току.

Величина анодного тока НВР в основном определяется током инжекции электронов в промежуток (током эмиссии катода) из-за малой величины ионного тока, но максимальная величина анодного тока может значительно превышать ток вакуумного диода по закону «степени  $3/2$ ».

При  $p < p_{кр}$  максимальная допустимая величина  $j_{ек}$  соответствует установлению нулевого поля на катоде, при этом первеанс газоразрядного промежутка увеличивается с ростом давления и существенно превышает первеанс вакуумного. Например, при давлении водорода  $0,1 \text{ мм рт. ст.}$ ,  $d = 0,5 \text{ см}$ ,  $\Phi_0 = 10 \text{ кВ}$  превышение достигает четырех.

При критическом давлении первеанс газоразрядного промежутка более чем на порядок превышает первеанс вакуумного, например, при  $p = 0,1 \text{ мм рт. ст.}$ ,  $d = 0,5 \text{ см}$ ,  $\Phi_0 = 7 \text{ кВ}$  превышение равно 12. В этом случае за максимальный допустимый ток принимается ток, при котором напряженность поля снижалась до нуля в двух точках: на катоде и в промежутке. Возможность одновременного снижения поля до нуля в двух точках при увеличении  $j_{ек}$  вытекает из характера распределения поля при  $p_{кр}$  (рис. 3).

Высокие значения первеанса, превосходящие в несколько десятков раз первеанс вакуумного диода, могут быть получены и в кнудсеновском диоде при отсутствии перезарядок и учете ионизации только катодными электронами [14], но подобные эффекты наблюдаются лишь при низких  $\Phi_0$ , когда достаточно велико  $\sigma_e$ . Режимы, анализируемые в настоящей работе, характеризуются высокими  $\Phi_0$  (более чем в 100 раз превосходящими потенциал ионизации газа) и соответствуют по терминологии [14] участкам гашения кнудсеновского разряда.

Вследствие высоких  $\Phi_0$  в нашем случае с [14] согласуется тот факт, что при  $p = p_{кр}$  вторая точка, где поле снижается до нуля, когда  $j_{ек}$  равна максимальной допустимой величине, расположена в промежутке, а не на аноде.

Из экспериментальных работ, посвященных определению первеанса газоразрядных промежутков, следует отметить [23], где исследованы диоды с аргоновым и гелиевым наполнением при  $\Phi_0 \leq 1 \text{ кВ}$ . Сравнение результатов для гелия, который более близок к водороду по своим характеристикам, с нашими данными показывает, что первеанс, полученный в [23] при  $p_{кр}$  (по терминологии [23] при  $P_1$ ), близок к рассчитанному нами. Также согласуются данные по влиянию  $\Phi_0$  на величину  $p_{кр}$  при  $\Phi_0 > 300 \text{ В}$ .

Эффект резкого возрастания первеанса при  $p \simeq p_{кр}$  трудно использовать на практике из-за высоких требований, предъявляемых к ста-

бильности  $p$  и  $\Phi_0$ , так как эффект проявляется в узком диапазоне давлений, ширина которого составляет десятки доли от абсолютного значения  $p_{кр}$ , а сама величина  $p_{кр}$  зависит от анодного напряжения.

В области давлений  $p > p_{кр}$  увеличение  $j_{ек}$  приводит к снижению напряженности поля в прианодной части промежутка (рис. 3), а при некоторой величине тока происходит инверсия направления электрического поля и нарушается МРП. Это делает возможным образование плазмы в промежутке [9, 13], а величина максимального тока, пропускаемого через промежуток, будет определяться эффектами, вызванными появлением плазмы.

В связи с этим рассмотрим НВР в диоде с НК. Если катод обладает неограниченной эмиссионной способностью, можно считать  $E_k = 0$  [9, 13–16]. Из расчетов же следует, что при  $p > p_{кр}$  величина  $|E_k| > 0$ . Данное противоречие свидетельствует о том, что при  $p > p_{кр}$  НВР в диоде с НК поддерживаться не будет из-за неограниченного роста катодного тока и неизбежного перехода в низковольтную дугу. Этот вывод согласуется с общепринятыми представлениями о токопроявлении в диодах с НК при  $p \geq p_{кр}$  [9, 13–15]. Однако в [23] при тех же давлениях экспериментально получена в диоде с НК относительно стабильная форма НВР с прианодной плазмой. Объяснить существование подобного разряда можно тем, что образование прианодной плазмы приводит к сокращению эффективной длины ускоряющего промежутка, и так как величина  $p_{кр}$  для укороченного промежутка больше, то диод с плазмой переходит в устойчивый режим  $p \leq p_{кр}$ , если сохраняется величина  $\Phi_0$ .

Максимальный ток неплазменной формы разряда  $j_{max}$  целесообразно определить величиной, при которой поле в какой-либо точке промежутка снижается до нуля. При  $p = 0,3$  мм рт.ст.,  $d = 0,5$  см,  $\Phi_0 = 10$  кВ плотность тока  $j_{max}$  составляет 22 А/см<sup>2</sup>. Эксперименты подтверждают возможность существования устойчивых форм высоковольтного разряда при таких плотностях тока в импульсном режиме, когда невелика роль тепловых процессов на электродах [24]. При увеличении  $p$  и  $d$  максимальный ток неплазменной формы разряда резко снижается, например, при  $p = 0,16$  мм рт.ст.,  $d = 4$  см,  $\Phi_0 = 8,2$  кВ величина  $j_{max} = 11,8$  мА/см<sup>2</sup>.

В предлагаемой модели НВР задается ток  $j_{ек}$ , что эквивалентно использованию НК в режиме насыщения. Данное обстоятельство позволило изучать разряд при независимой регулировке  $p$ ,  $\Phi_0$  и  $j_{ек}$  без опасения, что будут получаться неустойчивые решения, в отличие от работ по диодам, работающим в режиме ограничения тока пространственным зарядом [9, 10, 12–16], где наблюдается жесткая связь между  $p$ ,  $\Phi_0$  и  $j_{ек}$ . Общим ограничением является возможность анализа режимов, при которых отсутствует плазма в промежутке и имеет место МРП.

**Переход несамостоятельного разряда в другие формы.** Увеличение  $p$ ,  $\Phi_0$  или  $j_{ек}$  может вызвать переход НВР из одной формы в другую. Например, при плотности тока больше  $j_{max}$  возникает разряд с прианодной плазмой, при  $\Phi_0$ , близком к напряжению зажигания по левой ветви кривой Пашена, возникает высоковольтный тлеющий разряд. Обе формы НВР наблюдаются при давлении газа, большем критического.

Как было показано, увеличение  $j_{ек}$  при  $p > p_{кр}$  приводит к возрастанию  $|E_k|$ . Это также будет стимулировать переход НВР в новую форму, если повышение  $|E_k|$  само вызывает увеличение тока эмиссии катода.

Практически такой переход может иметь место, когда катод представляет собой сетку, имеющую отрицательный потенциал относительно истинного эмиттера электронов, а величина  $j_{ек}$  определяется действующим потенциалом катода  $\Phi_d$  относительно эмиттера. В этих услови-

ях увеличение  $|E_k|$  приводит к увеличению  $\varphi_d$  и  $j_{ek}$ , обеспечивая тем самым положительную обратную связь, необходимую для необратимого перехода. Критерий перехода можно записать в виде:

$$(\partial j_{ek} / \partial \varphi_d) (\partial \varphi_d / \partial j_{ek}) = 1.$$

Согласно описанному механизму, вероятнее всего, начинает развиваться пробой в анодном промежутке высоковольтных газоразрядных приборов с токовым управлением типа водородных тиратронов, для которых характерно наличие предельного предпробойного анодного тока [2]. Предпробойный ток обусловлен НВР, возникающим между анодом и плазмой пускового разряда. Наличие предельного предпробойного тока  $j_{епр}$  физически означает, что в анодном промежутке должно быть образовано определенное число ионов, заряд которых достаточен для деградации потенциального барьера в отверстиях сетки, которая является анодом пускового разряда и имеет потенциал ниже потенциала плазмы этого разряда на величину порядка электронной температуры, выраженной в электрон-вольтах.

Если ток эмиссии плазмы через сеточные отверстия определить из уравнения Больцмана, а связь  $\varphi_d$  с  $|E_k|$  выразить в первом приближении линейным законом, используя формулы для коэффициента усиления триода, то получим следующее соотношение для определения  $j_{епр}$ :

$$A (e/kT_e) j_{епр} \partial |E_k| / \partial j_{ek} = 1, \quad (1)$$

где  $A$  — коэффициент, зависящий от геометрии сетки,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T_e$  — температура электронов в плазме пускового разряда. Из (1) видно, что пробой имеет место при определенном токе эмиссии, равном  $j_{епр}$ , а так как  $\partial |E_k| / \partial j_{ek}$  возрастает при увеличении давления в области  $p > p_{кр}$ , то  $j_{епр}$  снижается с ростом давления. Это соответствует опытным данным [2]. Значения  $j_{епр}$ , рассчитанные с помощью (1), составляют несколько миллиампер на квадратный сантиметр и согласуются по порядку величины с экспериментом [2]. Если же, как это обычно полагают, считать, что пробой в тиратроне обусловлен образованием в стадии существования НВР прианодной плазмы, то предельная плотность предпробойного тока должна была бы составить около  $10 \text{ А/см}^2$ , что на несколько порядков больше наблюдаемых на практике значений  $j_{епр}$ .

В заключение отметим, что численное моделирование по методу «крупных частиц» является эффективным средством исследования особенностей физических процессов в высоковольтных разрядах низкого давления. Метод позволяет рассчитывать функции распределения частиц по скоростям, которые экспериментально трудно измерить и которые могут быть использованы для моделирования самостоятельных высоковольтных разрядов. Разработанную модель НВР можно применять для выбора оптимальных параметров разряда с целью генерирования потоков ионов и нейтралов с заданным энергетическим спектром.

При рассмотрении процессов в высоковольтных разрядах в водороде с напряжением в киловольтном диапазоне и при оценке пропускной способности газоразрядного промежутка по току необходимо учитывать не только ионизацию газа катодными и вторичными электронами, но и процесс перезарядки ионов, а также ионизацию газа ионами и быстрыми нейтралами.

Использование в модели разряда катода с заданным током электронной эмиссии позволяет проанализировать процессы при давлении  $p \cong p_{кр}$  в рамках одной модели, определить перванс высоковольтного промежутка при давлении  $p \leq p_{кр}$  и ток перехода к плазменной форме разряда при  $p > p_{кр}$ , а также величину  $p_{кр}$ .



Рассмотрены условия перехода несамостоятельного разряда в другие формы. Наиболее вероятны переходы при давлении газа больше критического. Данные о характеристиках НВР позволили уточнить механизм развития пробоя в высоковольтных тиратронах с токовым управлением.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Крейнделъ Ю. Е. Плазменные источники электронов. — М: Атомиздат, 1977.
2. Фогельсон Т. Б., Бреусова Л. Н., Вагин Л. Н. Импульсные водородные тиратроны. — М: Сов. радио, 1974.
3. Ульянов К. Н. — Теплофизика высоких температур, 1978, 16, вып. 6, с. 1121.
4. Дзагуров Л. Ю., Жаринов А. В., Коваленко Ю. А. — Теплофизика высоких температур, 1980, 18, вып. 4, с. 682.
5. Пустынский Л. Н., Холев С. Р., Якушин Г. В. — Теплофизика высоких температур, 1982, 20, вып. 6, с. 1057.
6. McCluge G. W., Granov K. D. — Phys. Rev., 1962, 125, № 1, p. 3.
7. Hantzsch E. — Beitr. Plasmaphys., 1964, 4, № 3, s. 165.
8. Крейнделъ Ю. Е., Никитинский В. А. — ЖТФ, 1971, 41, вып. 11, с. 2378.
9. Иванова Н. С., Ульянов К. Н. — Радиотехника и электроника, 1972, 17, № 9, с. 1920.
10. Абрамов И. С., Потсар А. А. — Изв. Ленинградского электротехн. ин-та, 1974, вып. 140, с. 92.
11. Абрамов И. С., Вихрев Ю. И., Потсар А. А. — Изв. Ленинградского электротехн. ин-та, 1971, вып. 104, с. 85.
12. Коротченко В. А., Кудинов В. Н., Пошехонов П. В. — Электронная техника. Сер. 4. Электровакуумные и газоразрядные приборы, 1975, вып. 5, с. 26.
13. Ворончев Т. А. — Труды МЭИ. Промышленная электроника, 1972, вып. 122, с. 127.
14. Бабанин В. И., Эндер А. Я. — ЖТФ, 1981, 51, вып. 11, с. 2260.
15. Дзагуров Л. Ю., Шимилин В. П. — Труды МФТИ, 1979, № 11, с. 120.
16. Glebov V. V., Dzagurov L. Yu., Zavjalov M. A. et al. — In: Proc. 3-rd Int. Topical Conf. on High Power Electron and Ion Beams. — Novosibirsk: 1979, 2, p. 585.
17. Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах. — М.: Мир, 1967.
18. Хастед Дж. Физика атомных столкновений — М.: Мир, 1965.
19. Федоренко Н. В. — УФН, 1959, 68, вып. 3, с. 481.
20. Болдасов В. С., Кузьмичев А. И., Филиппычев Д. С. В кн.: Вычислительные методы и программирование. — М.: МГУ, 1983, вып. 38, с. 128.
21. Потсар А. А., Быстров Ю. А. — Изв. Ленинградского электротехн. ин-та, 1961, вып. 45, с. 101.
22. Hanson R. — Rev. Scient. Instrum., 1962, 33, № 11, p. 1239.
23. Коробова Н. И., Менахин Л. П., Сибиряк И. О., Ульянов К. Н. — Радиотехника и электроника, 1983, 28, № 3, с. 583.
24. Покровская-Соболева А. С., Клярфельд Б. Н. — ЖЭТФ, 1957, 32, вып. 5, с. 993

Киевский политехнический институт

Поступила в редакцию  
23 февраля 1983 г.,  
после доработки  
27 февраля 1984 г.

#### NON-SELF-MAINTAINED HIGH-VOLTAGE LOW-PRESSURE DISCHARGE

*V. S. Boldasov, A. I. Kuz'michev, D. S. Fillipichev*

The physical processes and characteristics of the non-self-maintained high-voltage discharge are described. The discharge is maintained by the electron injection in the low-pressure gap between plane-parallel electrodes. The distribution functions of charged and neutral particles are calculated by means of the numerical simulation of physical elementary processes in the kinetic approximation. It is shown, that for the simulation of the discharge with the voltage over one kilovolt in hydrogen it is necessary to take into consideration both the ionization by the cathodic and secondary electrons and ionization by the ions and neutral particles. The use of the discharge model with the fixed cathode emission current allows to examine the discharge at pressures which are lower and higher than the critical one, to determine the gap permeance and the current of the transition to the plasma discharge mode. Some mechanisms of the transitions of the non-self-maintained discharge to other modes are described. The breakdown mechanism in thyratrons is defined more precisely on the basis of the non-self-maintained discharge data.