

04;12

Структура свечения наносекундного диффузного разряда в резко неоднородном электрическом поле

© А.Г. Репьев, П.Б. Репин, Е.Г. Данченко

Российский федеральный ядерный центр —
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607188 Саров, Нижегородская область, Россия
e-mail: ra30@yandex.ru, repin@ntc.vniief.ru

(Поступило в Редакцию 14 сентября 2007 г.)

Детально исследована структура свечения диффузного разряда в воздухе атмосферного давления в геометрии „стержень (катод)—плоскость“ при межэлектродном зазоре 10 см и радиусе острия катода от 3 см до 2.4 μm . Амплитуда напряжения на промежутке составляла ~ 220 кВ при скорости роста напряжения $\sim 10^{13}$ В/с и длительности импульса 180 нс. Установлено, что форма свечения разряда сильно зависит от радиуса острия катода. При больших радиусах преобладает многоканальная форма свечения, которая с уменьшением радиуса от 5 мм до 60 μm статистически переходит в объемную форму. Данный переход сопровождается уменьшением амплитуды тока разряда в среднем от 440 до 140 А. При сверхмалых радиусах катода 2.4–7.7 μm вновь преобладает многоканальная форма свечения, амплитуда тока разряда возрастает до ~ 300 А.

PACS: 52.80.-s

Известно, что диффузное свечение наносекундных разрядов, формируемых в плотных газах в геометрии „стержень (катод)—плоскость“, характеризуется разнообразием пространственных форм [1,2]. В работе [2] сообщалось о влиянии радиуса острия катода на форму свечения разряда, однако последовательных исследований, направленных на изучение связи этих разрядных параметров, не проводилось. В работе [1] исследовалась зависимость формы диффузного свечения разряда от конфигурации катода, при этом варьировался в основном угол при вершине катода и в ряде экспериментов радиус острия. Показано, что фактором, определяющим пространственную форму разряда, является распределение напряженности электрического поля вблизи поверхности катода в момент начала фазы переключения разрядного промежутка [1]. Обнаружена также связь между пространственной формой свечения и амплитудой тока разряда. Выявленные закономерности представляются важными для понимания формирования наносекундных разрядов в резко неоднородных полях и стимулируют продолжение исследований.

В настоящей работе детально исследуется зависимость структуры свечения и электрических характеристик диффузного разряда, формируемого в воздухе атмосферного давления, от варьируемой в широком диапазоне степени неоднородности электрического поля в межэлектродном промежутке. В том числе изучены основные характеристики диффузного разряда при сверхмалых радиусах острия катода 2.4–7.7 μm . В проводимом исследовании расширены границы применимости механизма формирования структуры диффузного разряда [1] и получены результаты, важные с практической точки зрения.

Эксперименты проводились на подробно описанном в работе [1] стенде, основной частью которого является разрядная камера диаметром 60 и высотой 60 см. На оси камеры смонтирована электродная система, образованная стержневым катодом и плоскостью (диск $\varnothing 26$ см). Расстояние между электродами составляет 10 см. Плоский анод геометрически является частью заземленного основания камеры и имеет электрический контакт с корпусом камеры через резистивный малоиндуктивный токовый шунт. В качестве источника питания стенда применяется трансформатор на отрезках кабельных линий, запитываемый генератором наносекундных импульсов. На разрядном промежутке обеспечивался импульс напряжения амплитудой до 260 кВ, длительностью 180 нс при времени нарастания импульса 16 нс (по уровню 0.1–0.9 амплитуды сигнала). Амплитуда тока разряда достигала 530 А. Напряжение, приложенное к разрядному промежутку, измерялось при помощи резистивного делителя. Регистрация сигналов с токового шунта и делителя напряжения осуществлялась на цифровом осциллографе с полосой пропускания 500 МГц с временным разрешением не хуже 0.5 нс. Благодаря принятым мерам по снижению помех регистрировались не только основные параметры электрических сигналов, но и исследовались небольшие по амплитуде особенности осциллограмм на участках, предшествующих протеканию основного тока разряда. Контролировался визуально и фотографировался внешний вид разряда. Фотографирование прикатодной области осуществлялось с пространственным разрешением не хуже 10 μm .

В экспериментах использовались катоды составной конструкции — на стержень $\varnothing 1$ см навинчивались осесимметричные наконечники трех разных модификаций: два наконечника сферической формы с радиусами

$r = 30$ и 15 mm, наконечник с полусферическим торцом ($r = 5$ mm) и 14 конических наконечников с радиусами острия r : 1600; 600; 200; 60; 20; 7.8; 7.1; 4.4; 4.2; 4.0; 3.4; 3.3; 3.1; $2.4 \mu\text{m}$, углом при вершине конуса 14° и диаметром основания 1 см. Для контроля качества поверхности и измерения радиусов острия наконечников производилось их фотографирование с четырех разных сторон с использованием металлографического микроскопа. Разрешение применяемой методики микрофото съемки составляло $\sim 0.3 \mu\text{m}$. При хранении и перемещении наконечников катода предпринимались особые меры предосторожности. Величина межэлектродного зазора контролировалась оптическим методом. Большое число используемых электродов с малыми радиусами острия обусловлено необходимостью увеличить статистику эксперимента — при $r < 20 \mu\text{m}$ наибольший интерес представляет первый разрядный импульс.

В экспериментах установлено, что диффузный разряд имеет различные формы свечения: многоканальную, объемную и переходную (рис. 1, см. [1]). При постоянной конфигурации катода наблюдаются вариации формы

Вероятность реализации характерных форм свечения и некоторые электрические и структурные параметры разряда при разных радиусах острия катода

r , μm	N	Форма разряда			N_c	I , A	τ , ns	U_τ , kV
		О	П	М				
30000	20	0	0	1	17	430	17	190
15000	15	0	0	1	15	420	14	150
5000	20	0	0.2	0.8	12	440	10	100
1600	20	0.1	0.5	0.4	11	320	9.0	79
600	20	0.2	0.6	0.2	5	220	6.8	48
200	20	0.6	0.3	0.1	3	150	3.5	15
60	20	0.8	0.1	0.1	1	140	3.0	11
20	25	0.5	0.1	0.4	5	170	2.7	10
7.7	10	0.2	0.2	0.6	6	280		
7.1	10	0	0.1	0.9	7	300		
4.4	10				8	300		
4.2	1			1	6	290		
4.1	1	0	0		8	310	2.5	9
3.4	1				6	270		
3.3	5	0.2	0.2	0.6	8	270		
3.1	5	0.2	0.2	0.6	8	280		
2.4	5	0	0.2	0.8	4	280		

Примечание. О — объемная, П — переходная, М — многоканальная форма свечения разряда, N — число импульсов в серии; N_c , I , τ и U_τ — число плазменных образований на поверхности катода, амплитуда тока разряда, начало тока смещения и напряжение на промежутке в момент τ соответственно. При $r < 20 \mu\text{m}$ значения N_c и I зарегистрированы при каждом r в первом разрядном импульсе, а значения τ и U_τ зарегистрированы аналогичным образом и усреднены в данном диапазоне r . При $r \geq 20 \mu\text{m}$ представлены усредненные по r значения $N_c I$, τ и U_τ .

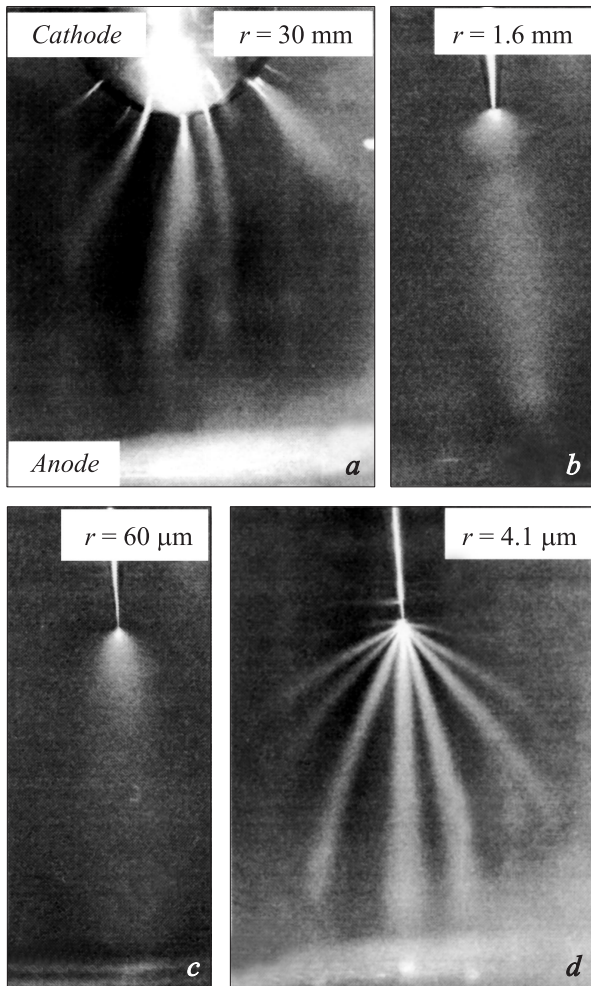


Рис. 1. Фотографии преобладающих форм разряда при разных радиусах острия катода: *a, d* — многоканальная форма, *b* — переходная форма, *c* — объемная форма свечения разряда.

свечения разряда от импульса к импульсу. Вероятность реализации той или иной формы свечения, т.е. отношение числа разрядных импульсов с данной формой свечения к полному числу импульсов в серии, сильно зависит от радиуса острия катода (см. таблицу). Многоканальная форма разряда (рис. 1, *a, d*) регистрируется с вероятностью 100% при больших (15, 30 mm) и в первом разрядном импульсе при сверхмалых ($2.4-7.7 \mu\text{m}$) радиусах острия катода. При $r = 20-200 \mu\text{m}$ преобладает объемная форма свечения разряда (рис. 1, *c*). Переходная форма разряда встречается реже и преобладает над остальными формами только при $r = 1.6$ и 0.6 mm (рис. 1, *b*). Таким образом, при уменьшении радиуса острия катода от 3 см до $2.4 \mu\text{m}$, с шагом примерно в три раза, наблюдается следующая эволюция преобладающих форм свечения разряда: многоканальная — переходная — объемная — многоканальная.

Небольшое увеличение вероятности реализации объемных и переходных форм свечения разряда при $r < 20 \mu\text{m}$ в серии из нескольких импульсов, проведенных с одним и тем же катодным наконечником, связано с токовой эрозией поверхности острия катода (рис. 2). Установлено, что наиболее существенное изменение геометрии торца катода при малых r происходит в первом разрядном импульсе — радиус острия увеличивается

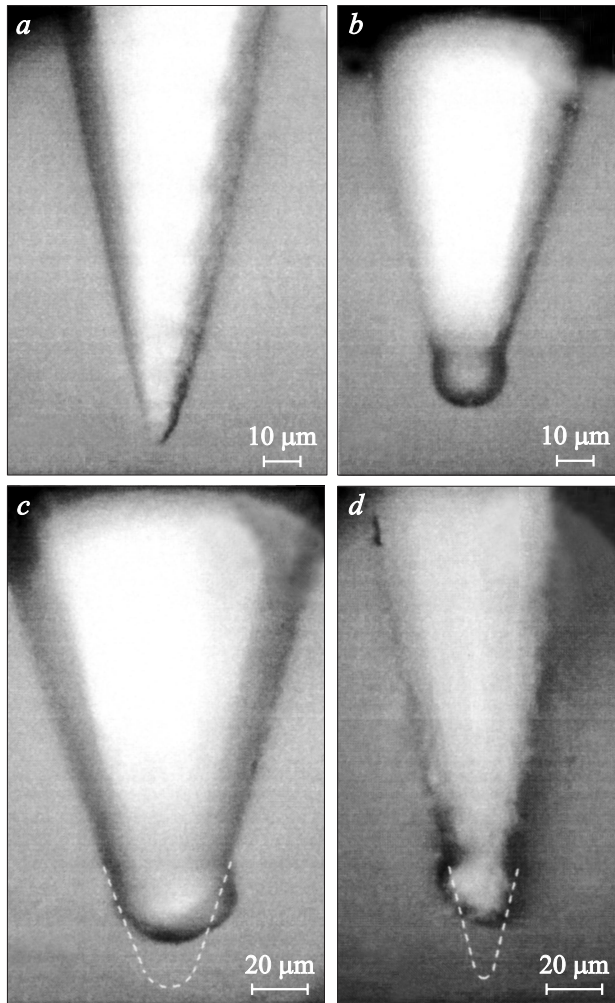


Рис. 2. Фотографии катодных наконечников: *a* — $r = 3.4 \mu\text{m}$ до эксперимента; *b* — $r = 3.4 \mu\text{m}$ после одного разрядного импульса; *c* — $r = 7.1 \mu\text{m}$ после десяти импульсов; *d* — $r = 2.4 \mu\text{m}$ после пяти импульсов; пунктир — профиль электродов (*c*) и (*d*) до эксперимента.

до $11\text{--}17 \mu\text{m}$, в последующих импульсах конфигурация катода практически не меняется. Очевидно, что эрозия катода осуществляется под воздействием основного тока разряда, протекающего по уже сформированной структуре разряда [1,3,4], поэтому статистика первых импульсов в этих экспериментах, указывающая на 100% вероятность реализации многоканальной формы разряда (см. таблицу), представляется достоверной.

Из рис. 2 видно, что острие катода после воздействия разрядного тока представляет собой отвердевшую каплю металла. Наиболее отчетливо это проявляется для катода с наименьшим начальным радиусом острия $2.4 \mu\text{m}$, где диаметр капли заметно превышает диаметр основного тела катода в месте примыкания к нему капли (рис. 2, *d*). Проведенные оценки показывают, что изменение геометрии острия катода не сопровождается уносом материала, характерные для данного процесса крате-

ры [5] на поверхности электродов также не обнаружены. По-видимому, это связано с протеканием тока разряда через прилегающую к острию коническую поверхность электрода и с ослаблением напряженности электрического поля, задаваемой геометрией катода, объемными зарядами, внедряющимися в промежуток при развитии исследуемого разряда.

Амплитуда тока разряда при уменьшении радиуса острия катода изменяется сложным образом, коррелируя в основном со сменой преобладающей для данного r формой свечения разряда (см. таблицу). Переход от многоканальной формы при $r = 30\text{--}5 \text{mm}$ к переходной и далее к объемной форме свечения при $r = 60 \mu\text{m}$ сопровождается снижением амплитуды тока разряда в среднем от 430 до 140 А. При дальнейшем уменьшении радиуса острия катода до $r < 20 \mu\text{m}$ наблюдается рост тока разряда до 270–310 А, обусловленный увеличением доли многоканальных разрядов (по указанным выше причинам в таблице при данных r представлены значения, зарегистрированные в первом разрядном импульсе). Длительность токового импульса, измеренная по уровню 10% амплитуды, практически не зависит от радиуса катода и составляет 90 ns. Амплитуда напряжения на промежутке U_{max} зависит от r слабее, чем ток разряда: диапазон изменения средних значений напряжения составляет 185–255 kV. Зависимость $U_{\text{max}}(r)$ имеет немонотонный характер и соответствует зависимости $I(r)$ с учетом внутреннего сопротивления источника питания.

В настоящей работе большое внимание уделено анализу начальных участков осциллограмм тока разряда и напряжения на разрядном промежутке. Это связано с тем, что основные параметры пространственной структуры разряда определяются процессами, происходящими на начальном этапе разряда до фазы проводимости. На это указывают результаты работ [1,3,4]. В фазе перемикания промежутка, предшествующей фазе проводимости, в межэлектродном зазоре регистрируется свечение распространяющихся от катода к аноду плазменных образований, их движение на осциллограмме тока разряда регистрируется как ток смещения [3]. Начало тока смещения, совпадающее с началом свечения в прикатодной области, характеризует начало интенсивных разрядных процессов — внедрение заряженных частиц в глубь промежутка. Задержка тока смещения относительно момента подачи напряжения на разрядный промежуток (τ) является важным разрядным параметром, определяющим электрические и излучательные характеристики разряда [3].

В настоящих экспериментах получены данные о параметрах тока смещения при степени неоднородности электрического поля [6] в разрядном промежутке, изменяемой в широком диапазоне $10\text{--}10^4$. Установлено, что задержка тока смещения относительно начала импульса напряжения, как и в работе [3], статистическим образом изменяется от импульса к импульсу. Усредненные значения τ для всех исследованных r представлены в таблице. Для $20 \mu\text{m} \leq r \leq 30 \text{mm}$ усреднение

проводилось по серии импульсов с данным r , а для $r < 20 \mu\text{m}$ по первым разрядным импульсам со всеми используемыми катодными наконечниками с радиусом острия в указанном диапазоне. Такой подход связан с тем, что при $r < 20 \mu\text{m}$ зависимости τ от r не выявлено, зарегистрированные при разных r значения τ немонотонным образом варьируются в пределах погрешности измерений, увеличенной для малых τ до $\pm 0.5 \text{ ns}$ из-за мешающего влияния особенности на осциллограмме тока разряда, предшествующей току смещения [3]. Из таблицы видно, что при уменьшении радиуса катода от 30 mm до $2.4 \mu\text{m}$ величина τ уменьшается в среднем от 17 до 2.5 ns . При этом максимальная скорость изменения $\tau(r)$ соответствует диапазону r , в котором преобладают объемная и переходная формы свечения разряда, т.е. $20 \mu\text{m} \leq r \leq 1.6 \text{ mm}$,

В таблице представлены также U_τ — значения напряжения на электродах в момент начала тока смещения. Зависимости $U_\tau(r)$ и $\tau(r)$ имеют аналогичный характер (см. таблицу), что является следствием близости к линейному закону нарастания напряжения на разрядном промежутке. Следует отметить, что в момент начала интенсивного движения зарядов — распространения плазменных образований от катода в глубь промежутка — напряжение на электродах не успевает достичь своего максимального значения и составляет для разных r от 3 до $80\% U_{\text{max}}$.

Исходя из того что токовая структура и вид свечения разряда формируются в фазе перемирания промежутка одновременно с началом интенсивного движения заряженных частиц в межэлектродном зазоре [3,4], экспериментальные результаты были дополнены расчетами распределения напряженности электрического поля, задаваемого геометрией электродной системы, в момент времени τ . В расчетах использовалась трехмерная модель реального межэлектродного промежутка с учетом нулевого потенциала корпуса разрядной камеры. Расчеты производились для десяти исследованных конфигураций катода при $r \geq 20 \mu\text{m}$ и для катодов со сверхмалым радиусом острия $r = 7$ и $2 \mu\text{m}$. Напряжение на электродах принималось равным значениям U_τ из таблицы. Для каждой конфигурации вычислялось $\sim 10^6$ значений поля, точность вычислений повышалась за счет увеличения плотности узловых точек вблизи критических участков поверхности катода.

На рис. 3 представлены полученные в результате расчетов распределения напряженности электрического поля вдоль образующей поверхности (L) катодных наконечников ($L = 0$ соответствует точке на оси симметрии катода). Наибольший интерес представляет распределение поля внутри области, в которой происходит формирование токовой структуры и вида свечения разряда в фазе перемирания промежутка. В качестве границы такой области на рис. 3 пунктирными линиями, параллельными оси ординат, нанесены экспериментально определенные по фотографиям прикатодной области разряда (рис. 4) значения L_τ — протяженности зоны

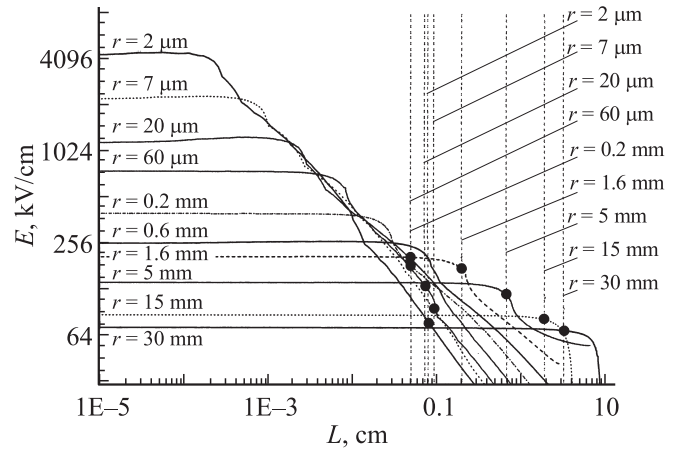


Рис. 3. Распределение напряженности поля E вдоль образующей L поверхности катода в момент начала движения зарядов в промежутке и значения $E_\tau = E(L_\tau)$ для преобладающих форм свечения разряда.

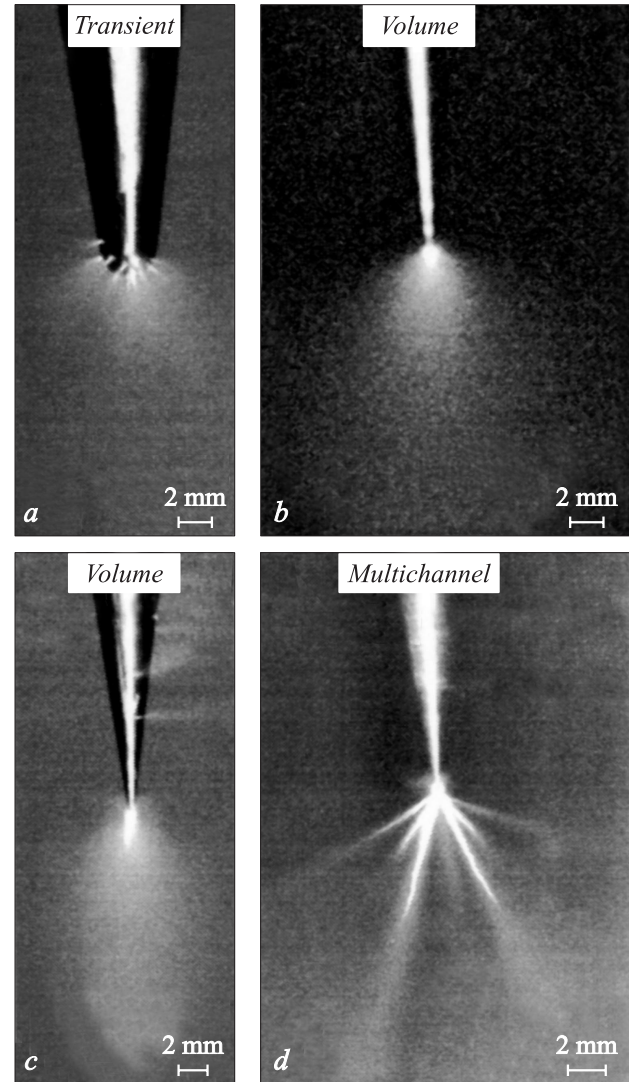


Рис. 4. Фотография прикатодной области преобладающих форм разряда при разных r : a — $r = 1.6$, b — 0.2 , c — 60 , d — $3.1 \mu\text{m}$.

разрядного свечения вдоль образующей катода. В случае больших радиусов острия катода ($r \geq 0.2 \text{ mm}$) при многоканальной и переходной формах свечения разряда L_τ представляет собой длину образующей катода от оси до точки старта самого дальнего от оси канала (рис. 1, *a*, 4*a*). При $r < 0.2 \text{ mm}$ на интегральных фотографиях разряда каналы в месте их старта раздельно не регистрируются, поверхность острия катода покрыта сплошным яркосветящимся слоем плазмы (рис. 4, *d*). Аналогичная ситуация характерна и для объемных форм свечения разряда независимо от радиуса острия катода (рис. 4, *b*, *c*), а также для ряда импульсов с переходной формой свечения (рис. 1, *b*). В этом случае L_τ определялась как длина образующей катода от острия до границы свечения плазмы, покрывающей поверхность катода.

Представленные на рис. 3 значения L_τ для $20 \mu\text{m} \leq r \leq 30 \text{ mm}$ получены усреднением по серии разрядных импульсов с соответствующим r , а для $r < 20 \mu\text{m}$ — усреднением по первым импульсам в группах электродов с $r = 2.4\text{--}4.4$ и $7.1\text{--}7.7 \mu\text{m}$. Ординаты точек пересечения пунктирных прямых, соответствующих значениям L_τ , с графиками зависимостей $E(L)$ определяют E_τ — задаваемую геометрией электрода напряженность электрического поля на его поверхности в точках на границе зоны, внутри которой в фазе переключения разряда начинается интенсивное внедрение заряженных частиц в промежутки.

Следует отметить, что в связи с интегральным характером фотографий разряда (рис. 4), с учетом заметного роста напряжения на промежутке после момента τ , найденные описанным выше образом значения L_τ могут превышать протяженность вдоль поверхности катода зоны разрядного свечения в фазе переключения промежутка, что приведет к занижению величин E_τ . Однако анализ большого числа фотографий разряда в совокупности с данными рис. 3 позволяет полагать, что использование L_τ в качестве оценки протяженности вдоль поверхности катода зоны разрядного свечения, сформированной к моменту τ , для $r \geq 0.2 \text{ mm}$ вполне допустимо. Для многоканальных разрядов, реализуемых в указанном диапазоне радиусов острия катода, данный вывод подтверждается результатами работы [4], он основан на том, что после момента τ происходит экранировка прикатодной области объемными зарядами, уже внедренными в промежутки. Вследствие этого развитие дополнительных структурных элементов разряда затрудняется, и даже если они и формируются, то не несут токовой нагрузки и не меняют регистрируемой картины свечения разряда [1]. В полной мере это относится и к разрядам с объемной и переходной формами свечения при $r \geq 0.2 \text{ mm}$. На это указывает практическая независимость L_τ от формы свечения разряда (в том числе многоканальной), реализуемой при постоянной геометрии катода.

Иначе обстоит дело при $r < 0.2 \text{ mm}$. В этом случае ввиду неразличимости структуры разряда в непосредственной близости от катода часть из вышеприведенных

дowodов в пользу применимости найденных по фотографиям разряда значений L_τ в качестве оценки протяженности вдоль поверхности катода зоны разрядного свечения, сформированной к началу фазы переключения, перестает работать. В связи с этим нельзя исключить возможность увеличения зоны катодного свечения после момента τ , тем большего, чем меньше r в соответствии с соотношением величин U_τ и U_{max} . Косвенным свидетельством того, что так и происходит, служит то, что при $r < 20 \mu\text{m}$ покрывающая поверхность катода часть свечения выше места старта разрядных каналов не выглядит естественным продолжением структуры свечения разряда в промежутке (рис. 4, *d*) в отличие от случая катодов с более высокими значениями r .

Из рис. 3 видно, что при уменьшении r от 30 mm до $2 \mu\text{m}$ увеличиваются максимальное расчетное значение напряженности поля (E_{max}) на поверхности катода в момент времени τ и степень локализации сильного поля (уменьшается L_{max} , соответствующая $E \approx E_{\text{max}}$). Величина E_τ по мере уменьшения r сначала растет, при $60 \mu\text{m} \leq r < 5 \text{ mm}$ выходит на примерно постоянное значение $\sim 180 \text{ kV/cm}$, а затем снижается в ~ 2 раза для катодов с минимальным значением радиуса острия. Такое поведение зависимости $E_\tau(r)$, с учетом выше сделанных замечаний в отношении L_τ , представляется достоверным в диапазоне $60 \mu\text{m} \leq r \leq 30 \text{ mm}$, а спад E_τ при $r \leq 20 \mu\text{m}$ может быть обусловлен завышением значений L_τ , найденных по интегральным фотографиям разряда. Однако это не влияет на приведенные ниже выводы, по крайней мере на качественном уровне.

Для катодов с большим радиусом острия ($r = 30$ и 15 mm) все наблюдаемые в экспериментах разрядные каналы стартуют с поверхности катода внутри области, характеризующейся одинаковым ($E \approx E_{\text{max}}$) значением напряженности электрического поля, т.е. $L_\tau \approx L_{\text{max}}$. По мере уменьшения радиуса острия катода ситуация меняется, и L_τ начинает превосходить L_{max} тем сильнее, чем меньше r ; распределение поля внутри области, ограниченной L_τ , становится все более неоднородным; превышение E_{max} над E_τ увеличивается, особенно при $r < 5 \text{ mm}$.

Анализ данных, представленных на рис. 3, позволяет объяснить экспериментальные результаты в рамках модели развития разряда [3,4,7], одним из принципиальных положений которой является то, что формирование токовой структуры, определяющей внешний вид разряда, осуществляется в фазе переключения промежутка до протекания основного разрядного тока. В работах [1,7] формирование токовой структуры разряда связывается с неустойчивостью границы прикатодной плазменной оболочки, образованной за счет перекрытия электронных лавин, берущих свое начало от автоэмиссионных электронов. В случае малых r результаты настоящей работы подтверждают справедливость такого механизма. Об этом свидетельствует тот факт, что при $r < 20 \mu\text{m}$, а также в ряде импульсов при $r = 20 \mu\text{m}$, место старта разрядных каналов (определялось по точке пересечения

экстраполированных в область прикатодного свечения осевых линий каналов, наиболее удаленных от острия катода) не привязано к поверхности катода, а находится на расстоянии 0.2–1 мм от нее. В данном случае своим происхождением разрядные каналы обязаны развитию неустойчивости границы прикатодного плазменного образования. По-видимому, и при некотором увеличении r структура свечения разряда формируется аналогичным образом, однако с ростом радиуса острия катода увеличивается протяженность области вдоль образующей катода, из которой стартуют разрядные каналы, и при $r > 20 \mu\text{m}$ не удается однозначно установить, привязаны каналы к поверхности катода или стартуют на некотором расстоянии от нее. В то же время для катодов большого радиуса ($r = 15$ и 30 mm) напряженность электрического поля на поверхности катода меньше необходимой для эффективной автоэлектронной эмиссии величины — 10^5 V/cm [5] (рис. 3). И поскольку автоэлектронная эмиссия играет ключевую роль в рассматриваемом механизме [7], то формирование прикатодной плазменной оболочки в случае катодов большого радиуса представляется маловероятным. Попытаемся выяснить границы применимости механизма формирования токовой структуры разряда на основе распада прикатодной плазменной оболочки для условий проведенных экспериментов.

В работах [8,9] была рассмотрена задача об устойчивости плазменной границы распространяющегося в межэлектродном зазоре стримера. Показано, что граница стримера неустойчива по отношению к случайным возмущениям на ее поверхности. Длина волны возмущений, обладающих максимальным инкрементом, в первом приближении обратно пропорциональна напряженности электрического поля на границе [8]. Это означает, что если в проведенных экспериментах за формирование токовой структуры разряда отвечает рассматриваемый механизм, то произведение среднего расстояния между каналами разряда в месте их старта (a_τ) на напряженность электрического поля на поверхности прикатодной плазменной оболочки в момент ее распада должно быть примерно постоянным.

На рис. 5 представлена зависимость параметра $a_\tau E_{\text{mean}}$ от радиуса острия катода, полученная на основе данных рис. 3. В качестве a_τ использовалось среднее расстояние между каналами разряда на поверхности катода, которое находилось как $(S/N_c)^{0.5}$, где S — площадь торцевой поверхности катода, отсекаемой перпендикулярной оси симметрии плоскостью, проведенной через точку, удаленную от острия на расстояние L_τ вдоль образующей катода, а N_c — среднее по серии импульсов с данным r число разрядных каналов (см. таблицу); E_{mean} — средняя вдоль образующей катода от острия до L_τ напряженность электрического поля на поверхности катода в момент времени τ (рис. 3).

Очевидно, что определенная таким образом величина E_{mean} заведомо превышает напряженность электрического поля на поверхности прикатодного плазменного слоя

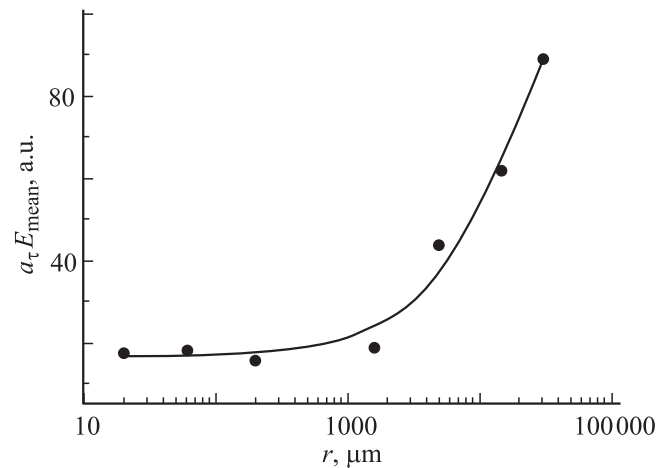


Рис. 5. Зависимость параметра $a_\tau E_{\text{mean}}$ от радиуса катода.

за счет его конечной толщины и увеличения эффективного радиуса острия катода. Однако по той же причине среднее расстояние между разрядными каналами на поверхности плазменной оболочки заведомо превышает величину a_τ , найденную с использованием площади поверхности катода. В связи с этим описанный подход представляется допустимым для проведения оценок. Данные для $r < 20 \mu\text{m}$ на рис. 5 отсутствуют, поскольку по указанным выше причинам не удалось определить значение a_τ в этом диапазоне радиусов острия катода.

Из рис. 5 видно, что параметр $a_\tau E_{\text{mean}}$ практически не меняется при изменении r от $20 \mu\text{m}$ до 1.6 mm и резко растет при дальнейшем увеличении r до 30 mm . Это означает, что для $r \leq 1.6 \text{ mm}$ формирование токовой структуры разряда обусловлено распадом прикатодной плазменной оболочки [7], а при $r \geq 5 \text{ mm}$ работает другой механизм. На смену механизма формирования токовой структуры разряда при $r = 1.6\text{--}5 \text{ mm}$ указывает и зависимость $\tau(r)$ (см. таблицу). Быстрый рост τ с увеличением r от $20 \mu\text{m}$ до 1.6 mm заметно замедляется при дальнейшем увеличении r до 30 mm .

В случае катодов с большим ($r \geq 5 \text{ mm}$) радиусом острия структура свечения разряда определяется, по-видимому, усилением напряженности электрического поля на микронеровностях поверхности катода, приводящим к эффективной локальной автоэмиссии электронов [5] и последующему развитию разряда в виде отдельных токовых каналов. Снижение величины $a_\tau E_{\text{mean}}$ при уменьшении r от 30 до 5 mm , сопровождающемся ростом средней напряженности электрического поля на поверхности катода — $E_{\text{mean}} \approx E_\tau$ (рис. 3), обусловлено резким увеличением числа эмиссионных центров (подключаются микронеровности со все меньшим геометрическим усилением поля) и соответственно уменьшением расстояния между токовыми каналами. При этом, поскольку значения E_τ близки к критической для автоэлектронной эмиссии величине, то для заметного увеличения тока эмиссии и интенсификации разрядных

процессов достаточно даже небольшого роста E_τ , что при уменьшении r может быть реализовано и при снижении напряжения на электродах. Фактически это означает, что уменьшение r в полном соответствии с экспериментальными данными (см. таблицу) ведет к уменьшению τ — смещению начала интенсивного внедрения заряженных частиц в глубь промежутка ближе к началу импульса напряжения.

При $r \leq 1.6$ mm к моменту времени τ напряженность электрического поля на поверхности катода, по крайней мере, в пределах области, ограниченной L_τ , достаточна для эффективной автоэмиссии (рис. 3). Большое число эмитируемых электронов обеспечивает перекрытие порождаемых ими лавин и образование прикатодной плазменной оболочки [7]. Развитие неустойчивости поверхности оболочки ведет к внедрению в промежуток плазменных образований, что регистрируется как ток смещения [1,3]. При уменьшении радиуса острия катода от $r = 1.6$ mm увеличивается E_{mean} и связанная с ней напряженность электрического поля на поверхности прикатодной плазменной оболочки. Следствием этого является уменьшение среднего расстояния между развивающимися на поверхности оболочки возмущениями [8,9] и прорастающими из них разрядными каналами. Это подтверждается экспериментально зарегистрированным монотонным спадом a_τ при уменьшении r .

Одновременно с ростом E_{mean} увеличивается неоднородность распределения поля вдоль образующей катода (рис. 3), что в сочетании с конечным значением скорости роста напряжения на промежутке обеспечивает разновременное начало эмиссионных и следующих за ними процессов на разных участках поверхности катода, начиная с приосевой области. Это ведет к пространственно-временной неоднородности параметров формируемой прикатодной оболочки и развивающихся на ее поверхности возмущений.

Наибольшими возможностями для роста обладают возмущения в центральной части оболочки вблизи острия катода, поскольку и формирование их начинается раньше, и инкремент, определяемый квадратом напряженности поля [8], у них выше. Кроме того, рост таких возмущений оказывает стабилизирующее действие на еще невозмущенную поверхность оболочки (в том числе и в областях оболочки, формируемых после начала развития возмущений в центральной части) за счет возникновения параллельных границе плазмы токов [8]. Поэтому по мере роста неоднородности распределения поля вдоль образующей катода при уменьшении r уменьшается число развивающихся возмущений — многоканальная форма разряда сменяется переходной, а затем и объемной, когда в центральной части оболочки развивается единственное возмущение, а из него — единственный разрядный канал. В условиях проведенных экспериментов такая ситуация с наибольшей вероятностью реализуется при радиусе острия катода, лежащем в диапазоне $60 \mu\text{m} \leq r < 0.2$ mm (см. таблицу).

При дальнейшем уменьшении r от $60 \mu\text{m}$ толщина плазменной оболочки во все большей степени влияет не только на величину, но и на распределение напряженности электрического поля на ее поверхности. В самом деле, слой ионизованного газа, образуемый вблизи катода при перекрытии электронных лавин, перейдет в плазменное состояние и станет неустойчивым по отношению к поверхностным возмущениям только после того, как его толщина превысит дебаевский радиус экранирования. Для типичных условий эксперимента (температура электронов $1-10$ eV, концентрация электронов 10^9-10^{12} cm $^{-3}$) дебаевский радиус экранирования составляет как минимум $\sim 10 \mu\text{m}$.

С учетом неоднородности параметров слоя ионизованного газа по толщине переход в плазменное состояние произойдет при удалении границы оболочки от катода на расстояние, превышающее (возможно в несколько раз) радиус острия катода для $r \leq 20 \mu\text{m}$. В этом случае основным фактором, определяющим распределение поля на поверхности плазменной оболочки, является форма самой оболочки, а не геометрия катода. Поскольку формирование оболочки начинается из области сильно локализованного поля вблизи острия катода, то заметная часть поверхности, перешедшей в плазменное состояние оболочки, будет иметь форму, близкую к сферической. Следствием этого является равновероятное развитие поверхностных возмущений этой части оболочки. Разряд вновь приобретает многоканальный характер. Подтверждением сказанному служат наблюдаемые в экспериментах локализация места старта разрядных каналов на удалении от поверхности катода, а также практическая независимость τ от радиуса острия катода при $r < 20 \mu\text{m}$.

Следует отметить, что, естественно, и при $r \geq 60 \mu\text{m}$ конечная толщина плазменной оболочки влияет на величину и распределение напряженности электрического поля на поверхности. Однако степень этого влияния, определяемая величиной дебаевского радиуса экранирования, в этом случае ниже из-за увеличенного пространственного масштаба неоднородности поля, задаваемого конфигурацией катода.

Рассмотрение формирования структуры разряда при $r \leq 1.6$ mm на основе распада прикатодной плазменной оболочки позволяет объяснить вид зависимости $E_\tau(r)$ в этом диапазоне радиусов острия катода, а именно примерное постоянство $E_\tau \approx 180$ kV/cm при $60 \mu\text{m} \leq r \leq 1.6$ mm и спад E_τ по мере уменьшения r от $20 \mu\text{m}$ (см. рис. 3). По-видимому, это обусловлено тем, что, как уже отмечалось выше, протяженность вдоль образующей катода, сформированной к началу тока смещения зоны разрядного свечения, слабо зависит от последующего роста напряжения на промежутке. Фактически эта зависимость проявляется только для $r \leq 20 \mu\text{m}$, но и в этом случае определяемые по интегральным фотографиям разряда величины L_τ имеют заниженные по сравнению с возможными (определяемыми амплитудой напряжения и геометрией катода)

значениями. Действительно, на фотографии прикатодной области разряда с малым r (рис. 4, d) видно, что место старта разрядных каналов, как это и описано выше, локализовано в непосредственной близости от острия катода.

Большая часть прикатодного свечения имеет вид светящегося слоя плазмы, не имеющего структурных особенностей и покрывающего коническую поверхность катода. Представленная на рис. 3 величина напряженности электрического поля E_T соответствует границе этого слоя, удаленной на расстояние L_T от острия катода вдоль его образующей. Напомним, что E_T — это напряженность поля в момент начала тока смещения, когда напряжение на промежутке составляет лишь 9 kV (см. таблицу для $r < 20 \mu\text{m}$), т.е. менее 5% от максимального значения напряжения. Это означает, что расчетная, определяемая геометрией катода, напряженность поля не только при L_T , но и при $L > L_T$, в течение импульса напряжения заметно превышает и E_T , и верхний предел, задаваемый для эффективной автоэмиссии — 10^6 V/cm [5]. Тем не менее никаких признаков разрядных процессов при $L > L_T$ на рис. 4, d не обнаруживается, свечение прикатодной плазмы имеет резкую границу. Аналогичная, но несколько менее наглядная, картина характерна и для других r (рис. 1, 4, $a-c$).

Разумным объяснением наблюдаемого ограничения размеров прикатодного свечения представляется то, что начинающиеся в области сильного поля вблизи острия катода разрядные явления оказывают существенное влияние на процессы, протекающие позднее в областях, удаленных от острия катода. Это влияние выражается как в экранировке поля, задаваемого геометрией катода, прикатодной оболочкой и распространяющимися в промежутке плазменными образованиями, так и в подавлении разрядных процессов током, протекающим по поверхности катода и прикатодной плазменной оболочке, начиная с момента ее распада и внедрения в глубь промежутка плазменных образований, т.е. с момента τ . Фактически при $60 \mu\text{m} \leq r \leq 1.6 \text{ mm}$ начало тока смещения соответствует окончанию развития прикатодной плазменной оболочке в областях с $L > L_T$.

В случае сверхмалых r указанные причины не в состоянии полностью подавить распространение зоны прикатодного свечения разряда вдоль образующей катода после начала тока смещения. Однако это не ведет к появлению дополнительных структурных элементов в разрядном промежутке, ток из вновь образуемых участков прикатодного свечения протекает вдоль поверхности катода в ранее сформированном разрядным каналам. Тем не менее величины L_T , определенные по интегральным фотографиям разряда, оказываются завышенными, а E_T — заниженными. В совокупности с постоянством $E_T \approx 180 \text{ kV/cm}$ при $60 \mu\text{m} \leq r \leq 1.6 \text{ mm}$ это позволяет полагать, что 180 kV/cm — это величина напряженности электрического поля, необходимая для формирования прикатодной плазменной оболочке.

Таким образом, в проведенных экспериментах установлено, что изменение в широких пределах (от 30 mm до $2.4 \mu\text{m}$) радиуса острия катода ведет к эволюции формы свечения (многоканальная—переходная—объемная—многоканальная по мере уменьшения r) высоковольтного диффузного наносекундного разряда, развивающегося в промежутках типа стержень(катод)—плоскость в воздухе атмосферного давления. В диапазоне $5 \leq r \leq 30 \text{ mm}$ формирование многоканальной токовой структуры обусловлено иницированием разряда с микронеоднородностей поверхности катода. При $r \leq 1.6 \text{ mm}$ реализация той или иной формы разряда объясняется в рамках ранее разработанной модели, основанной на развитии неустойчивости плазменной прикатодной оболочке, уточненной для случая стержневых катодов с малым радиусом острия. Сделано предположение, что напряженность электрического поля на поверхности катода, необходимая для формирования плазменной прикатодной оболочке, составляет 180 kV/cm .

Список литературы

- [1] Данченко Е.Г., Репин П.Б., Репьев А.Г. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 7. С. 60–64.
- [2] Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. // УФН. 1990. Т. 160. Вып. 7. С. 49–82.
- [3] Репьев А.Г., Репин П.Б. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 1. С. 75–82.
- [4] Буранов С.Н. и др. // ТВТ. 1991. Т. 29, № 2. С. 383–385.
- [5] Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982.
- [6] Безелян Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд. М.: Изд-во МФТИ, 1997.
- [7] Павловский А.И. и др. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 1. С. 64–71.
- [8] Синкевич О.А. // ТВТ. 2003. Т. 41. № 5. С. 695–705.
- [9] Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. М.: Атомиздат, 1975.