

УДК 541.12.082/084

Ш. А. БАХТАЕВ, Г. В. БОЧКАРЕВА, Г. Д. МУСАПИРОВА

## ОСОБЕННОСТИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ УНИПОЛЯРНОЙ КОРОНЫ НА МИКРОПРОВОЛОКЕ

Для создания условий зажигания короны необходимы определённые значения напряженности поля на поверхности и вблизи коронирующего провода. Для выяснения действительных величин напряженности поля на поверхности коронирующих проводов необходимо четкое представление об элементарных процессах в зоне ионизации коронирующих промежутков. Для возникновения первых лавин, начинающих процесс образования короны, необходимо, чтобы в области сильного поля появился один или несколько свободных электронов, источником которых может являться естественная ионизация. Дальнейшее производство лавин существенно зависит от полярности короны.

Ток положительности короны вблизи напряжения ее возникновения составлен беспорядочно следующими друг за другом лавинными импульсами, чередующимися со стримерами [1]. Возникновения импульсов, бросков тока короны связано с выполнением условий самостоятельности разряда в течение ограниченных отрезков времени в различных областях поверхности провода. При этом резко (на 2-3 порядка) возрастает средний ток через коронирующий промежуток. При повышении напряжения сверх начального колебания тока быстро пропадают, и устанавливается стационарный режим положительной короны.

Отрицательная корона не имеет стационарного режима. Образуемые положительные и отрицательные объемные разряды накапливаются вблизи коронирующего " пятна" на разном расстоянии от коронирующей поверхности. Это приводит к резкому увеличению интенсивности разряда. Однако различная скорость устранения положительных и отрицательных ионов из коронирующего промежутка приводит затем к прекращению разряда с данного " пятна". Механизм развития импульса тока отрицательной короны чрезвычайно сложен и тесно связан с характером искажения поля в зоне ионизации короны. Напряженность поля на поверхности провода не остается постоянной во времени, а непрерывно

колеблется около величины начальной напряженности короны  $E_h$ .

Между отрицательной и положительной короной в отношении возникновения прерывистых импульсов оказалось существенные различия. По мере увеличения напряжения и силы тока частота импульсов отрицательной короны увеличивается. Вместе с тем увеличивается и та минимальная сила тока, которая имеет место в конце каждого импульса перед возникновением нового [2]. Кроме того, увеличивается и число коронирующих точек на проводе. Все это приводит к сглаживанию временных и пространственных пульсаций тока, и отрицательная корона приобретает при увеличении напряжения и силы тока более сглаженный характер. Прерывистые явления в положительной короне, особенно в ее начальных стадиях, более тесно связаны (по крайней мере в электроотрицательных газах) с существенными чертами этой формы разряда, чем в случае отрицательной короны.

На основе расчетов электрических полей на микронеровностях поверхности проволоки дано объяснение возможности присутствия автоэлектронной эмиссии в случае отрицательной короны. Исходя из анализа полученных данных, описан механизм импульсного режима короны.

Начальные стадии отрицательной короны на микропроволоке при малых межэлектродных расстояниях изучены экспериментально и теоретически недостаточно [3]. Унипольная корона на микропроволоке отличается наличием высокой начальной напряженности коронирующего электрода свыше 200 кВ/см, имеются предпосылки на присутствие процессов автоэлектронной эмиссии. В связи с этим, были отмечены ряд характерных черт унипольной короны на гладких проводах с радиусами с выше 100 микрон, например, для короны в воздухе нормальной плотности при радиусе провода  $r < 30$  микрон начальная напряженность поля отрицательной короны ниже чем при положительной [4]. Отрицательная корона с микропроволоки, в отличие от положительной, имеет прерывистый характер и ток

в начальной стадии разряда составлен из не регулярных импульсов различной амплитуды и частоты. Образование и развитие импульсов тока в разрядном промежутке объясняется наличием микронеровностей (заусеницы, острый, загрязнения и т.п.) на поверхности коронирующей проволоки, вблизи которых появляется «местная» корона из-за резкой неоднородности электрического поля.

Исходя из известных предпосылок, дано качественное объяснение механизма возникновения и стационарности импульсного режима отрицательной короны. Во первых, появление и прекращение электронных лавин в области микронеровностей на поверхности описывается в аналогии с природой отрицательной короны с отдельных острый различной формы и размеров. Во-вторых, проведен расчет электростатических полей вблизи микровыступов с целью выяснения возможности появления автоэлектронной эмиссии с коронирующей поверхности.

С целью определения среднего значения  $E_{ep}$  вблизи коронирующей проволоки, а также для оценки влияния поверхностей ионизации на начало разряда были измерены начальные напряжения для положительной и отрицательной короны. Ниже приведены значения для различных коронирующих проволок в разрядной камере диаметром 10 мм, причем в случае несущественного влияния объемного заряда справедливо  $E_{ep} = E_n$  ( $p = 760$  мм рт. ст.,  $T = 20^\circ\text{C}$ ).

$r_0$ , мкм	4,5	10	15	20	30	40	50	60
$E_n^+$ , кВ/см	580	335	275	230	180	160	144	132
$E_n^-$ , кВ/см	460	305	255	225	180	163	148	135

Здесь соблюдается условие  $E_n^- < E_n^+$  при  $E_n > 180$  кВ/см, что отчасти объясняется присутствием автоэлектронной эмиссии или других видов эмиссии, сильно зависящих от напряженности электрического поля вблизи поверхности. Экспериментальные данные говорят о существенном влиянии микрогеометрии поверхности проволоки на начальные характеристики короны. В первую очередь, это связано с местными усилениями напряженности поля на микровыступах по сравнению со средним значением  $E_{ep}$ , соответствующим гладкой поверхности поля.

Радиус кривизны и размеры выступов на поверхности проволоки могут быть весьма разно-

образными, причем густота их расположения также непостоянна по длине проволоки. Поэтому при расчетах напряженности поля вблизи микронеровностей поверхности обычно задается формой выступов в виде правильных фигур. Если высота выступа (0,1-1 микрон) значительно меньше радиуса кривизны проволоки, но без особой погрешности заряженная плоскость может быть рассмотрена отображением поверхности проволоки. После принятых упрощений расчеты электрического поля на поверхности одиночных выступов относятся к категории решенных электростатических задач. Одним из критериев неоднородности поля является коэффициент  $m$  или иногда его называют коэффициентом усиления поля, под которым понимают отношение максимальной напряженности поля в промежутке к средней напряженности поля:

$$\mu = \frac{E_0}{E_{cp}}, \quad (1)$$

причем будем считать, что условие  $E_{ep} = E_n$  сохраняется на некотором расстоянии от проволоки, превышающим несколько высот микронеровностей.

Рассмотрим выступы в виде вытянутых и сплющенных полуэллипсоидов вращения на плоскости. При этом зависимости коэффициентов неоднородности поля вытянутого  $\mu_1$  и сплющенного  $\mu_2$  полуэллипсоидов от геометрических параметров имеют вид:

$$\mu_1 = \frac{c^3}{ab^2 \left( \operatorname{Arth} \frac{c}{a} - \frac{c}{a} \right)}, \quad (2)$$

$$\mu_2 = \frac{c^3}{a^2 b \left( \frac{c}{b} - \operatorname{arctg} \frac{c}{b} \right)}, \quad (3)$$

где  $a$ ,  $b$ ,  $c$  – параметры эллипсоидов. Если устремить фокусные расстояния к нулю, то выражения (2) и (3) сводятся к коэффициенту неоднородности полусферического выступа, у которого  $m=3$ . В процессе волочения проволоки возможен износ алмазной фильеры преимущественно удлиненных выпуклостей и канавок на поверхности проволоки. Для выпуклостей сечением «круговой полуцилиндр» имеет следующее выражение:

$$\mu = 1 + \frac{r^2}{y^2}, \quad (4)$$

где  $y$  отсчитывается от центра полуцилиндра. При  $y=r$  коэффициент неоднородности  $\mu=2$ . В случае эллиптического полуцилиндра на плоскости  $\mu$  равно:

$$\mu = 1 + \frac{b}{c}, \quad (5)$$

где  $b$  и  $2c$  – соответственно высота и ширина эллиптического выступа. Коэффициенту усиления поля на вершинах грядкообразных выступов на плоскости (рис. 1), следующих с постоянным шагом, определяющиеся следующим образом:

$$\mu = 1 + \frac{2 \sin m y_0}{m s h 2 y_0}, \quad (6)$$

где вспомогательный параметр  $m$  вычисляется по заданным величинам  $2x_0/\pi$  и  $2y_0/\pi$  ( $\pi$  – шаг следования выступов).

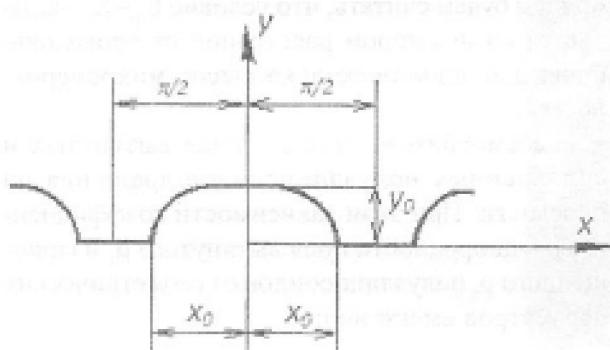


Рис. 1. Ряд овальных цилиндрических выступов на плоскости

Расчеты напряженности электрического поля по формулам (1-6) показывают, что в случае соизмерности высоты и радиуса кривизны микровыступов усиление поля может достигать трех. Между тем, для остири значительной высоты и малого радиуса кривизны коэффициенту неоднородности поля имеют значения превышающие несколько десятков. Поэтому в ряде случаев, в качестве основных параметров использует радиус кривизны вершины выступа  $r$  и его высоту  $h$ . В этом случае формулы (2-6) значительно упрощаются. Например, на вершине полузализоидного выступа, имеющего форму тела вращения, коэффициент усиления поля будет иметь следующий вид:

$$\mu = \beta \frac{h}{r} + 1, \quad (7)$$

где  $\beta$  медленно и монотонно меняющаяся функция  $h/r$ ; при  $h/r = 5 \div 250$  значения  $\beta = 1,0 \div 0,4$ , т.е практически  $\mu = h/r$ .

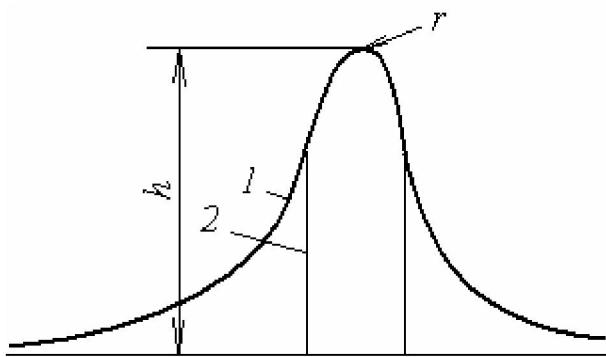
Таким образом, параметры  $h$  и  $r$  позволяют характеризовать усиление поля не только на вершине эллипсоидов вращения, но и при других конфигурациях осесимметричных выступов. Выражение (7) оказывается справедливым и для случая, когда контур выступа совпадает с контуром промежуточной эквилипенциали эллипсоида. На рис. 2 приведены контуры двух выступов с одинаковыми значениями  $h$  и  $r$ . Один из выступов 1 имеет форму промежуточной эквилипенциали более вытянутого эллипса, а другой 2 – форму полузализоида. Хотя эти выступы сильно различаются по форме, особенно в основании, для широкого выступа величина  $\mu$  меньше только на 6,5%. Известно [5], что распределение потенциала вблизи вершины выступа для случая  $h \gg r$  имеет вид:

$$U(x) = \frac{\beta}{2} E_v h \ln \frac{2x+r}{r}. \quad (8)$$

Из этого условия и из условия протекания автозелектронного тока можно определить минимальную высоту выступов  $h_{\min}$ , которые могут эмиттировать автозелектроны. Условия для возникновения автозелектронной эмиссии записывается выражением с  $U(x)=\phi$ , где  $x=(1 \div 3)$ ,  $\phi$  – работа выхода электрона, а  $r$  – межатомное расстояние в металле. Подставляя это значение в формулу (1.8) получаем:

$$h_{\min} \geq \frac{4\phi}{eE_v}, \quad (9)$$

причем  $r$  не может быть меньше нескольких межатомных расстояний и при  $h/r \gg 1$  и  $\beta \approx 0,5$ . Например, при  $E_v = 500$  кВ/см  $h_{\min} \approx 0,4$  мкм. Отсюда следует, что для появления автозелектронной эмиссии необходимо высокое значение напряженности электрического поля не только непосредственно на поверхности, но и на достаточном удалении от нее. Для начала холодной эмиссии с выступа разность потенциалов, приходящаяся на несколько межатомных расстояний в металле, должно превышать работу выхода электрона из металла.



**Рис. 2.** Различные формы выступов, создающие примерно одинаковые усиления поля на вершине

Анализ экспериментальных данных и расчета по формулам (7-9) показывают, что при реальном качестве поверхности микропроволоки (выступы 0,1-1 мкм) и начальных напряженностях поля короны имеются достаточные предпосылки для существования автоэлектронной эмиссии

с отдельных микровыступов. И поэтому механизм возникновения импульсного режима отрицательной короны может быть частично дополнен процессом предпочтительного образования первичных электронных лавин именно в точках, где присутствует холодная эмиссия электронов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мик Д.М., Крэгс Д.Д. Электрический пробой в газах. М.: ИЛ, 1960. 56 с.
2. Капцов Н.А. Коронный разряд и его применение в электрофильтрах. М.; Л.: ОГНИЗ Гостехиздат, 1947. С. 77-79.
3. Фрэнсис Г. Ионизационные явления в газах. М.: Атомиздат, 1964. 62 с.
4. Гринман А.Г., Бахтаев Ш.А., Досбаев С.Р., Бочкирева Г.В. Комплексные сопротивления развитой короны в области частот до 1,5 МГц // РЖ «Физика», реф., ВГ 157. 1973. 8 с.
5. Бахтаев Ш.А., Боканова А.А., Бочкирева Г.В., Сыдыкова Г.К. Физика и техника коронноразрядных приборов. Алматы, 2007. С. 139-142.

Алматинский институт  
энергетики и связи

Поступила 11.02.10г.